

UNTERSUCHUNGEN ZUR
VERSETZUNGSANELASTIZITÄT PLASTISCH
VERFORMTER KUPFER-EINKRISTALLE
IM KHZ-GEBIET

Klaus Beißner

1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchungen zur Versetzungs-
anelastizität plastisch verformter
Kupfer-Einkristalle im kHz-Gebiet

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von
K l a u s B e i ß n e r
München
Dezember 1977

1. Berichterstatter: Dr. E. Biller, Wiss. Rat u. Prof.

2. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Sizmann

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Februar 1978



Inhalt

1 Einleitung	1
2 Apparatives	4
3 Elastische Stabschwingungen	11
4 Lineare Anelastizität	22
5 Granato-Lücke-Theorie	25
6 Probenbehandlung	36
7 Durchführung der Experimente	43
8 Ergebnisse und Diskussion: Vorbemerkungen	49
9 Ergebnisse und Diskussion: Temperungseffekte	51
10 Ergebnisse und Diskussion: Frequenzabhängigkeit	76
11 Ergebnisse und Diskussion: Verformungsabhängigkeit	85
12 Allgemeine Diskussion	99
13 Anhang	110
14 Zusammenfassung	115
15 Literatur	117

Diagramm	Seite
1	17
2	29
3	39
4	52
5	52
6	55
7	62
8	64
9	69
10	69
11	71
12	77
13	78
14	82
15	87
16	88
17	90
18	91
19	97
20	104
21	107

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Phänomen der inneren Reibung. Darunter versteht man das Vermögen eines Festkörpers, einer mechanischen Deformation, hier speziell einer mechanischen Schwingung, teilweise Energie zu entziehen und letzten Endes in Wärme umzuwandeln. Die innere Reibung gehört (wenn man die thermoelastischen Effekte ausnimmt, siehe Kap. 3) zu den sog. strukturempfindlichen Festkörpereigenschaften, d.h. sie ist eine Folge des Auftretens von Gitterstörungen. Die Gitterfehler führen außerdem zu einer Moduländerung. Man bezeichnet die relative Abweichung des effektiven Elastizitätsmoduls von dem des gitterfehlerfreien Idealkristalls als Moduldefekt.

Die beiden erwähnten Eigenschaften sind Ausdruck der Tatsache, daß die Zustandskurve des Realkristalls im Spannungs-Dehnungs-Diagramm schon im Bereich kleiner Amplituden von der elastischen Hooke'schen Geraden, der Zustandskurve des Idealkristalls, abweicht. Dieses Verhalten soll in dieser Arbeit generell Anelastizität genannt werden. Der Begriff faßt die beiden Größen innere Reibung und Moduldefekt zusammen.

Anelastizitätsuntersuchungen dienen also dem Studium der Gitterfehler.

Es werden, beginnend mit Read /1/, die anelastischen Phänomene in einem weiten Bereich der experimentellen Parameter Versetzungen zugeschrieben. Zur genaueren Rückführung der gemessenen Größen auf die Eigenschaften der Versetzungen und ihrer Wechselwirkung mit anderen Gitterfehlern benötigt man eine Theorie. Bei Anelastizitätsuntersuchungen an reinen Metallen im Bereich mittlerer Temperaturen wird zur Diskussion i.a. das von Koehler /2/ vorgeschlagene und von Granato und Lücke /3/ rechnerisch durchgeführte Saitenmodell der Versetzungsanelastizität verwendet. Es soll hier einfach das Granato-Lücke-Modell (GL-Modell, GL-Theorie) genannt werden. Dieses Modell wurde zur Interpretation vieler Experimente (besonders nach hochenergetischer Bestrahlung des Festkörpers) benutzt, allerdings im niederen

Kilohertzbereich nur mit wechselndem Erfolg. Die Frage, in welchem Ausmaß es die Wirklichkeit richtig beschreibt, d.h. die Frage nach der genauen Natur der mikroskopischen Prozesse der Versetzungsanelastizität, ist in vielen Aspekten ungeklärt.

In der vorliegenden Arbeit hatten wir uns, aufbauend auf früheren Messungen an Polykristallen /4-7/ und unverformten Einkristallen /8,9/ aus Kupfer, die Aufgabe gestellt, durch Untersuchung der bei kleinen Amplituden zu messenden amplitudenunabhängigen Versetzungsanelastizität plastisch verformter Kupfer-Einkristalle zur Lösung der erwähnten offenen Probleme beizutragen.

Die angewandte Meßmethode besteht in der Untersuchung mechanischer Stabeigenschwingungen („Resonanzstabmethode“) im niederen Kilohertzgebiet. Die innere Reibung äußert sich als Dämpfung der untersuchten Schwingung und wird als eines der üblichen Dämpfungsmaße angegeben. Die Resonanzfrequenz der Schwingung liefert den effektiven Modul und damit bei Kenntnis des entsprechenden Moduls des Idealkristalls den Moduldefekt. Die Messungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird, sind bei Zimmertemperatur durchgeführt worden.

Das Neue dieser Untersuchungen liegt darin, daß zur Erhellung der offenen Fragen gleichzeitig bestimmte experimentelle Bedingungen variiert werden:

- die plastische Verformung unterschiedlich orientierter Einkristalle bis in verschiedene Bereiche ihrer Verfestigungskurve liefert nach den aus der Literatur bekannten elektronenmikroskopischen Aufnahmen differierende Versetzungsstrukturen;
- die Verwendung von Kupfersorten unterschiedlicher Reinheit gestattet das Studium des Einflusses von Fremdatomen auf die Versetzungsanelastizität;
- mit der Schwingungsfrequenz wird einer der fundamentalen Parameter variiert (durch Anregung verschiedener Schwingungsformen und -moden); die Frequenzabhängigkeit der anelastischen Größen ist bis jetzt nur wenig erforscht worden, obwohl sie offenbar die größten Verständnisschwierigkeiten verursacht.

Außerdem werden unterschiedliche Temperbehandlungen durchgeführt.

Die Arbeit dient also dem besseren Verständnis der in den mechanischen Festkörpereigenschaften zum Ausdruck kommenden Versetzungsdynamik.

PS: Es wurde schlicht vom Elastizitätsmodul gesprochen. Damit ist der lineare Elastizitätsmodul in Stabachsenrichtung gemeint, der die Dehnungs- und Biegeschwingungen bestimmt (siehe Kap. 3). Seine Größe im konkreten Experiment hängt unter anderem von der kristallographischen Orientierung der verwendeten Probe ab.

(Der Begriff des anelastischen Moduldefektes bezieht sich natürlich nicht generell auf den Elastizitätsmodul, sondern immer auf denjenigen Modul, der die im Experiment angeregte Schwingungsform bestimmt.)

2 Apparatives

Der einzelne Meßvorgang besteht in der Ermittlung der Resonanzfrequenz (als Maß für den Modul) und der Dämpfung einer mechanischen Schwingung einer stabförmigen Probe. Es wurden Dehnungs- und Biegeschwingungen verwendet.

Die in dieser Arbeit zu schildernden Messungen fanden in einer offenen Apparatur an Luft bei Zimmertemperatur statt, auch nach Anlaßbehandlungen der Proben; d.h. Anlaßtemperatur $\neq$ Meßtemperatur = Zimmertemperatur. Über die apparativen Einzelheiten wird in diesem Kapitel berichtet. Daneben wurden auch Experimente eines anderen Typus durchgeführt: Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der beiden interessierenden Größen von Zimmertemperatur an aufwärts (Messung in situ, Anlaßtemperatur = Meßtemperatur). Dies geschah in einer Vakuumapparatur bei festgehaltenem Schwingungsmodus, nämlich der ersten Dehnungsschwingung. Über Teilergebnisse dieses Experimenttyps, der hauptsächlich auf die Dämpfung bei hohen Temperaturen abzielte, wird in der vorliegenden Arbeit an wenigen, jeweils gekennzeichneten Stellen berichtet. Von einer Mitteilung der apparativen Einzelheiten soll abgesehen werden; die Anlage ist in einem früheren Zustand in /10/ beschrieben.

Die nominellen Abmessungen der Proben waren: quadratischer Querschnitt 8 x 8 mm, Länge 150 mm; einige Kristalle, die sog. kurzen Proben, hatten eine Länge von 120 mm. Die wirklichen Maße wichen hiervon um einige Prozent ab, insbesondere nach plastischer Verformung.

Es wurde bei den Kristallen normaler Länge mit den ersten fünf Biegeschwingungen und den ersten beiden Dehnungsschwingungen gearbeitet. Die Frequenzen hängen auch von der Kristallorientierung ab und lagen für die Proben normaler Länge etwa bei: 1. Biegeschw. 1 kHz; 5. Biegeschw. 14 kHz; 1. Dehnungsschw. 11 kHz; 2. Dehn.schw. 22 kHz (obere Frequenzgrenze der Elektronik (Elastomat) 26 kHz).

Die Probe liegt bei der Messung horizontal auf zwei quergespannten Stahldrähtchen. Deren Abstand wird für jeden Modus vorher auf den aus der Theorie der Stabschwin-

gungen bekannten Abstand der Schwingungsknoten eingestellt. Beide Stabenden sind frei (sog. frei-freie Schwingungsform).

Die Meßelektronik setzt sich aus einem Elastomat 1.017V (Fa. Dr. Förster) und einigen anderen Geräten, die weiter unten besprochen werden, zusammen. Das Funktionsschema: In einem Generator (Elastomat) wird eine elektrische Wechselspannung variabler Frequenz und Amplitude erzeugt; der Anregungswandler übt damit zur Schwingungsanregung eine periodische Kraft auf den Stab aus. Der Empfangswandler setzt die Stabschwingung in eine elektrische Wechselspannung um; nach Verstärkung und Filterung wird deren Frequenz und Größe oder Abklingzahl gemessen (Elastomat).

Als Dämpfungsmaß wird in dieser Arbeit das (logarithmische) Dekrement δ , definiert als der halbe relative Energieverlust pro Schwingungszyklus, verwendet. Es wird mithilfe des Elastomat entweder bei erzwungener Schwingung aus der relativen Halbwertsbreite der Resonanzkurve ermittelt, oder bei freier abklingender Schwingung aus der Abklingzahl, der Anzahl der Schwingungen zwischen zwei im Verhältnis e zueinander stehenden Amplituden. Soweit möglich, wurde nach der Halbwertsbreitenmethode gemessen. Das Dekrement hat dann eine Genauigkeit von etwa $\pm 1,5 \%$. Bei sehr schwacher Dämpfung muß man in einer speziellen Betriebsart des Elastomat die Stabschwingung in Eigenresonanz betreiben und das Dekrement nach der Abklingmethode messen. Dies ist mit größeren Ungenauigkeiten behaftet. Nach der Korrektur systematischer Fehler (siehe auch /4,8/) verbleibt eine Unsicherheit von etwa $\pm 5 \%$.

Zur Anregung der Stabschwingungen wurde mit dem elektromagnetischen Wandler des Elastomat gearbeitet. Die Kraftübertragung erfolgt dabei über Wirbelströme, die in der Probe induziert werden, und es gibt keine zusätzliche statische Kraftwirkung auf den Stab. Der Abstand Magnetkopf - Stab lag im Experiment bei etwa 1 mm.

Als Empfangswandler, Verstärker und Filter wurden vom Elastomat unabhängige Geräte verwendet. Der Verstärker ist selbstgebaut und besteht aus konventionellen Operationsverstärker-Stufen. Zur Filterung wurden verwendet:

Krohn - Hite 3500 (aktiver Bandpaß), Rohde & Schwarz „Terzbandpaß“ (passiver LC-Bandpaß) und ein nach einer Vorlage von Lübberts /4/ selbstgebauter passiver LC-Bandpaß. Die beiden letzteren wurden alternativ eingesetzt: das Selbstbaugerät bei Messungen oberhalb 21 kHz, der oberen Frequenzgrenze des Terzbandpasses.

Der Empfangswandler arbeitet nach dem Prinzip der Frequenzmodulation: Ein selbstgebauter HF-Oszillator erzeugt eine elektrische Wechselspannung, deren Frequenz (ca. 40 MHz) durch die Stabschwingung moduliert wird; in einem Demodulator (Rohde & Schwarz FMV) wird daraus das NF-Signal der Stabschwingung gewonnen.

Im einzelnen: Eine ebene Kupferelektrode (7,5 mm Ø), die ein Teil der Oszillatorschaltung ist, wird dort, wo die Stabschwingung aufgenommen werden soll, der Staboberfläche bis auf einen Abstand in der Größenordnung 0,2 mm angenähert. Die Kapazität C_p dieses „Plattenkondensators“ bestimmt die Oszillatorfrequenz, d.h. Änderungen des „Plattenabstandes“ im Zuge der Stabschwingung führen zur Frequenzmodulation. Als Oszillatorschaltung wurde der Franklin-Oszillator (siehe /5,10/) benutzt.

Die Gesamtanordnung aus Stab, Auflagedrähchen, Anregungskopf und Empfangselektrode muß für jeden Schwingungsmodus neu justiert werden. Für Dehnungsschwingungen befinden sich Anregungskopf und Empfangselektrode in longitudinaler Richtung an den beiden Stabenden, für Biegeschwingungen hängen sie in Queranordnung von oben, auf Bewegungsbäuche der Stabschwingung eingestellt. Es gibt zu jeder Biegeschwingung eine konjugierte, die senkrecht dazu steht (siehe Kap. 3). Um diese anzuregen, wurden nicht die Köpfe umgelagert, sondern es wurde der Stab um 90° um seine Längsachse gedreht.

Das apparative Hauptproblem war die Forderung, Stabschwingungen bei möglichst kleiner Amplitude messen zu können. Dazu ist folgendes wichtig: 1) große Modulationssteilheit und 2) Rauschfreiheit des Oszillators, 3) große Demodulationssteilheit und 4) Rauschfreiheit des Demodulators, 5) gute Filterung. Die Eigenschaften 3) bis 5)

wurden durch die professionellen Geräte gegeben. Auf 1) und 2) wurde beim Bau des Oszillators geachtet, und zwar konnten hinsichtlich 2) gegenüber der eigenen Diplomarbeit /5/ durch folgende Maßnahmen Verbesserungen erreicht werden: Verwendung der äußeren Transistor - Beschaltung nach Kopf /10/, Abschluß des Franklin - Oszillators durch gut dimensionierte Verstärkerstufen, weitgehende Entkopplung der Transistorstufen voneinander, doppelte Abschirmung des Ausgangskabels. Außerdem erwies es sich als wichtig, auf die Sauberkeit der Staboberfläche an den Auflagepunkten zu achten und durch entsprechende Maßnahmen in der elektronischen Gesamtanordnung den Netzbrumm zu unterdrücken.

Zur Bestimmung der absoluten Schwingungsamplitude genügt es nicht, die Größe der verstärkten und gefilterten Wechselspannung zu messen (dies geschah mit einem Digitalmultimeter Fluke 8000 A), man muß zusätzlich folgende Parameter kennen: a) die Modulationssteilheit des Oszillators, b) die Demodulationssteilheit des Demodulators, c) die Übertragungseigenschaften des Verstärkers und der Filter. c) kann man einfach messen, b) kann man direkt am Demodulator in einer speziellen Betriebsart bestimmen; es bleibt a):

Die Modulationssteilheit, d.h. die Frage, zu einer wie großen Änderung der Oszillatorfrequenz ν eine gegebene Änderung des Abstandes d zwischen Staboberfläche und Empfangselektrode führt, ergibt sich durch Differentiation des Zusammenhangs zwischen d und ν . Dieser Zusammenhang wurde bei einer Testmessung empirisch ermittelt (Ablesung von ν am Demodulator, Messung von d mit einem Mikroskop) und zum Zweck der Differentiation durch einen analytischen Ausdruck approximiert. Die Frequenzformel unseres Oszillators lautet:

$$2 \pi \nu = \frac{1}{\sqrt{L (C_p + C_{Zus})}}$$

L = Induktivität der
Spule im Oszillator.
Die Zusatzkapazität

C_{Zus} setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen (/5/). Für einen Plattenkondensator ist näherungsweise C_p propor-

tional zu $1/d$. Damit sollte man einen Zusammenhang

$\frac{1}{d} = -\alpha_0 + \frac{\alpha_1}{\sqrt{2}}$ erwarten. In der longitudinalen Anordnung für Dehnungsschwingungen wurde tatsächlich in guter Genauigkeit ein solcher Zusammenhang gefunden. In der Queranordnung für Biegeschwingungen konnte das empirische Ergebnis besser durch $\frac{1}{d} = -\beta_0 + \frac{\beta_1}{\sqrt{2}} + \frac{\beta_2}{\sqrt{4}}$ approximiert werden.

Offensichtlich ist die Plattenkondensatorformel nur eine schlechte Näherung, wenn der kleinen Elektrode die große Seitenfläche des Stabes gegenübersteht.

Nach der Ermittlung der α_i und β_i sind für jeden Plattenabstand die Oszillatorfrequenz und die Modulationssteilheit bekannt, und es konnte in den eigentlichen Experimenten unter Verzicht auf das Mikroskop der Plattenabstand einfach auf eine bestimmte Oszillatorfrequenz hin eingestellt werden. Die Justierung auf Parallelität der „Platten“ geschah dabei weniger sorgfältig als bei der Testmessung.

Ein physikalisch sinnvolles Maß für die Schwingungsamplitude ist die maximale im Stab auftretende Dehnungsamplitude $\epsilon_{\max}$. Bis jetzt wurde nur von der Auslenkungsamplitude am Ort der Schwingungsregistrierung gesprochen. Die Umrechnungsformeln zwischen diesen beiden Größen folgen im nächsten Kapitel.

Der Fehler in der Kenntnis der absoluten Schwingungsamplitude bei den Messungen dieser Arbeit kann zu etwa $\pm 25\%$ abgeschätzt werden. Da hier keine genauen Untersuchungen der Amplitudenabhängigkeit der anelastischen Größen durchgeführt wurden, ist diese Ungenauigkeit ohne Belang. Man könnte sie verbessern durch sorgfältigeres Justieren und durch genaueres Ausmessen der einzelnen Filterkurven.

Angaben über die Kleinheit der in dieser Arbeit erreichten Amplituden: Dekrementsmessungen nach der Halbwertsbreitenmethode wurden i.a. bis zu einem Rauschanteil von 12% (mit einem Mittelwertgerät gemessen) im gefilterten Signal, bezogen auf die Resonanzstelle, durchgeführt,

wobei der geringe Rauscheinfluß auf die gemessene Halbwertsbreite nach Erfahrungswerten wegkorrigiert wurde. Das dieser Grenze entsprechende $\epsilon_{\max}$ war bei den verschiedenen Schwingungsmoden unterschiedlich, nämlich in 10^{-9} (für Proben normaler Länge):

1. Bieg: 2 ; 5. Bieg: 8 ; 1. Dehn: 3,5 ; 2. Dehn: 7 . Die Dekrementsmessung nach der Abklingmethode ist empfindlicher gegen Störspannungen. Mit ihr konnte etwa ab dem Doppelten der aufgeführten Amplituden gemessen werden.

Die meines Wissens niedrigsten Amplitudenangaben in der Literatur sind $\epsilon_{\max} = 6 \cdot 10^{-9}$ (/11/) und $\epsilon = 2 \cdot 10^{-9}$ (/12/). Bei letzterem ist unklar, ob es sich um $\epsilon_{\max}$ handelt. Beiden Zitaten ist gemeinsam: Dehnungsschwingungen, kürzere Proben als in der vorliegenden-Arbeit, keine Angaben über Signal - Rausch - Verhältnis.

Zum Schluß seien kurz die äußeren und apparativen Einflüsse auf die Stabdämpfung diskutiert. In das gemessene Dekrement geht die Summe aller Energieverluste ein, von physikalischem Interesse ist hier aber nur die durch Gitterfehler verursachte innere Reibung.

Es wurde festgestellt, daß die durch den Anregungskopf induzierten Wirbelströme keinen meßbaren Einfluß auf das Dekrement haben. Als störende Dämpfungsursachen bleiben dann die Drähtchen, auf denen der Stab liegt, und die umgebende Luft. Neben dem pauschalen Lufteinfluß gibt es einen speziellen, der von den beiden schmalen Spalten zwischen dem Stab und den Wandlerköpfen herrührt. Dies legt bestimmte Mindest-Spaltbreiten fest.

In den später zu beschreibenden Experimenten führten Änderungen des Materialzustands durch plastische Verformung oder Temperung zu starken Dekrementsänderungen. Da die äußeren Energieverluste nicht vom Materialzustand abhängen und da in den Meßzyklen die für jeden Schwingungsmodus gewählten Drähtchenabstände und Spaltbreiten beibehalten wurden, kann man davon ausgehen, daß in den gemessenen Dekrementen ein konstantes Zusatzdekrement der äußeren Einflüsse enthalten ist, das nur vom Schwingungsmodus abhängt.

Das gemessene Dekrement nahm bei bestimmten Materialzuständen extrem niedrige Werte an (siehe Kap. 9). Diese werden als nicht-versetzungsbedingte Dämpfungen, d.h. im wesentlichen als die Zusatzdekremeute der äußeren Einflüsse, interpretiert. Die Zahlenwerte liegen je nach Schwingungsmodus zwischen $3 \cdot 10^{-5}$ und $3,5 \cdot 10^{-4}$. Diese Dekremeute hängen nicht kritisch von den äußeren Einstellungen ab und waren in der praktischen Arbeit auf $3 \cdot 10^{-5}$ (absolut gesehen) reproduzierbar.

Die erste Dehnungsschwingung besitzt lediglich einen Schwingungsknoten (in Stabmitte). Da nur mit endlichem Drähtchenabstand gearbeitet werden kann, mußte sie in bewußter Fehl-Lagerung betrieben werden (Drähtchenabstand meistens 45 mm). Ihr Zusatzdekrement liegt trotzdem im unteren Bereich der angegebenen Werte.

3 Elastische Stabschwingungen einer Probe mit rechteckigem Querschnitt

Es werden diejenigen Punkte über elastische Stabschwingungen zusammengestellt, die für diese Arbeit wichtig sind. Die kartesischen Koordinatenrichtungen sollen mit den Kantenrichtungen der quaderförmigen Probe zusammenfallen; die z-Achse zeige in Längsrichtung des Stabes. a, b, l seien die Dimensionen der Probe in x, y, z-Richtung. Es wird jeweils nur die frei-freie Schwingungsform betrachtet. Wir nehmen zunächst elastische Isotropie an. Die Formeln sind auf den Fall des rechteckigen Querschnitts spezialisiert.

Dehnungsschwingungen (Longitudinalschwingungen)

Die Stabquerschnitte werden in Längsrichtung ausgelenkt. Es treten nur gleichmäßig über den Querschnitt verteilte Normalspannungen σ_z und, wenn man von der Querkontraktion absieht, longitudinale Dehnungen ϵ_z auf. Über die Länge des Stabes sind die Spannungen und Dehnungen natürlich ungleichmäßig (sinusförmig) verteilt.

Die Eigenfrequenzen sind in erster Näherung (für unendlich dünnen Stab)(siehe z.B. /13/):

$$f_n^{(1)} = \frac{n}{2 \cdot l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad n = 1, 2, \dots \quad (3.1)$$

E ist der Elastizitätsmodul, ρ die Dichte.

Der Zusammenhang zwischen der Auslenkungsamplitude w_0 am Stabende und der maximal im Stab auftretenden Dehnungsamplitude $\epsilon_{\max}$ ist (/4/): $\epsilon_{\max} = \frac{n \pi}{l} w_0$

Die Querkontraktion führt bei endlicher Stabdicke zu einer Frequenzverminderung gegenüber dem Ausdruck 3.1 (Dickenkorrektur), die nach unterschiedlichen Ansätzen /14,15/ in niedrigster Näherung zu n^2 proportional ist. An unseren Proben traten zwischen der ersten und der zweiten Dehnungsschwingung Harmonieabweichungen von etwa 0,5 % auf. Daraus kann man schließen, daß der Dickeneinfluß auf die erste Dehnungsfrequenz etwa 0,1 bis 0,2 % betrug.

Bringt man an beiden Stabenden je eine kleine Zusatz-

masse M' an, so gilt näherungsweise die Korrektur (/13/):

$$f_n^{(1)} = \frac{f_n}{S} \quad \text{mit } S = 1 + \frac{2M'}{M} \quad (3.2)$$

wenn M die Stabmasse ist. Es ändert sich also die Frequenz so, als sei der Stab entsprechend der neuen Gesamtmasse länger geworden.

Biegeschwingungen

Bei einer Biegung werden die Stabelemente transversal (wir nehmen an: in x -Richtung) ausgelenkt, und der zunächst gerade Stab bekommt eine gekrümmte Form. Sie wird durch den Kurvenverlauf der sog. neutralen Faser, der ursprünglich geraden Stabachse, beschrieben.

Die elementare Biegetheorie geht von der Bernoulli'schen Hypothese aus, daß die vor der Deformation zur Stabachse senkrechten Querschnittsebenen auch im deformierten Zustand eben sind und zur neutralen Faser senkrecht stehen (siehe z.B. /16/). Das hat zur Folge, daß auch bei der Biegung nur longitudinale Dehnungen ϵ_z und Normalspannungen σ_z auftreten, allerdings mit einer ungleichmäßigen Verteilung über den Querschnitt: Die Längsfasern oberhalb der neutralen Faser sind gedehnt (bzw. gestaucht, je nach Krümmungssinn), die unterhalb der neutralen Faser sind gestaucht (bzw. gedehnt). Der Betrag der Dehnung (und Spannung) nimmt von der Mitte aus nach oben und unten (d.h. in $\pm x$ -Richtung) linear zu und ist außerdem proportional zur Krümmung der neutralen Faser. Die Spannungs- und Dehnungsverteilung ist von y unabhängig.

Im Rahmen dieser Vorstellungen liefert die theoretische Behandlung der Biegeschwingungen (erste Näherung) die Eigenfrequenzen (siehe z.B. /13,17/):

$$f_n^{(1)} = m_n^2 \frac{a}{4 \pi \sqrt{3} l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad n = 1, 2, \dots \quad (3.3)$$

Die Modenzahlen m_n sind die Lösungen der Gleichung $\cos m \cdot \operatorname{ch} m = 1$. Das Spektrum ist nicht harmonisch.

Da die Krümmung der neutralen Faser z -abhängig ist, haben die Spannungen und Dehnungen auch eine ungleichmäßige Verteilung über die Stablänge.

Der Zusammenhang zwischen der Auslenkungsamplitude u_0

am Ort der Schwingungsregistrierung (das war in dieser Arbeit immer der der Stabmitte am nächsten liegende Schwingungsbauch) und $\epsilon_{\max}$ ist: $\epsilon_{\max} = m_n^2 \frac{a}{2 \cdot l^2} H_n u_0$

mit $H_1 = 1,31$ $H_2 = 1,14$ $H_3 = 1,06$ $H_{>3} = 1,07$
(siehe /5/, a war dort anders definiert als hier, für H_2 lag ein Rechenfehler vor).

Eine Angabe über den Korrekturfaktor zur Frequenzformel bei kleinen Zusatzmassen an den Stabenden wurde in der Literatur nicht gefunden (vgl. /5/).

Die Bernoulli'sche Hypothese ist bei Biegeschwingungen nur näherungsweise richtig. In Wirklichkeit treten auch Schubspannungen τ_{zx} und damit verbundene Scherungen γ_{zx} auf. Die Querschnitte bleiben daher nicht senkrecht auf der neutralen Faser, zudem wölben sie sich auch. Die Wirkung dieser Effekte und die der Rotationsbewegungen der Stabelemente um die y-Richtung wurden von Goens /18/ in einer Korrektur zur Frequenzformel (Dickenkorrektur) zusammengefaßt, die in der Spezialisierung auf das Rechteck, und leicht verändert, lautet (siehe auch /5/):

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad f_n^{(1)} &= \frac{f_n}{\sqrt{T_n}} \\ T_n &= 1 + \frac{1}{12} \left(\frac{a}{l} \right)^2 m_n \phi(m_n) \{ 6 + m_n \phi(m_n) + \\ &+ \frac{6}{5} (m_n \phi(m_n) - 2) \frac{E}{G} \} - \frac{1}{120} m_n^4 \left(\frac{a}{l} \right)^4 \frac{E}{G} \quad (3.4) \end{aligned}$$

mit $\phi(m) = (\operatorname{ctgh} m - \operatorname{ctg} m)^{-1}$; G ist der Schubmodul. Diese Korrektur kann merkliche Werte annehmen (siehe weiter unten). Ein Einfluß der Querkontraktion ist bei dieser Betrachtung noch nicht berücksichtigt.

Neben den Biegeschwingungen in x-Richtung gibt es auch solche in y-Richtung. Für sie muß in den angegebenen Formeln a durch b ersetzt werden.

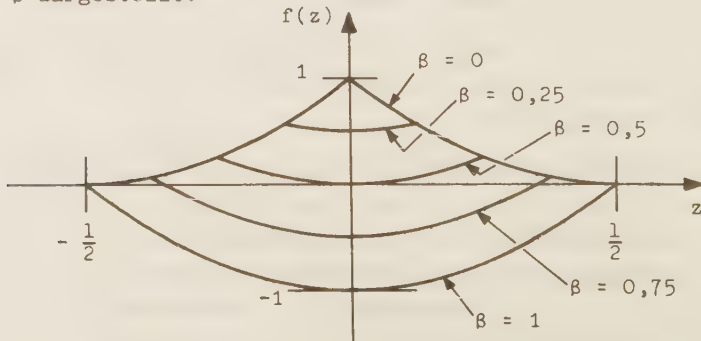
Durch das Eigengewicht bedingte statische Spannungen im Stab

Es soll ein Einschub über die durch das Eigengewicht des Stabes verursachten statischen Biegungen gemacht werden. Dabei bleiben wir im Rahmen der Bernoulli'schen Hypothese: Im Stab treten Normalspannungen σ_z auf, die von der Mitte aus nach oben und unten linear zunehmen. Im Gegensatz zu den Biegeschwingungen handelt es sich

jetzt um eine statische Durchbiegung unter der Wirkung äußerer Querkkräfte. Diese Kräfte bestehen zum einen aus dem Stabgewicht, das gleichmäßig über die Stablänge verteilt nach unten zieht, und zum andern aus den Reaktionskräften der Stabauflage, die deltafunktionsartig an den beiden Stabauflageorten nach oben drücken. Die Summe der beiden Reaktionskräfte muß natürlich wieder das Stabgewicht ergeben. Es wird angenommen, daß, wie es den Gegebenheiten im Experiment entspricht, die beiden Auflageorte symmetrisch zur Stabmitte liegen. Der Abstand der beiden Auflageorte (Drähtchenabstand), dividiert durch die Stablänge, werde β genannt.

Ich habe die explizite Durchrechnung dieses Problems in der Literatur nicht gefunden und sie deshalb selbst durchgeführt, und zwar mithilfe der in der Literatur (z.B. /16/) angegebenen „Rezepte“. Es soll auf die Einzelheiten der Rechnung nicht eingegangen, sondern gleich das Ergebnis angegeben werden, wieder auf rechteckigen Stabquerschnitt spezialisiert: Die in einem Stabquerschnitt am Ort z maximal auftretende Normalspannung (d.h. am oberen und unteren Stabrand, natürlich mit unterschiedlichem Vorzeichen) $\sigma_0(z)$ ist:
$$\sigma_0(z) = \frac{3}{4} \frac{g \rho l^2}{a} \cdot f(z) \quad (3.5)$$

g = Erdbeschleunigung; die x -Richtung sei in die Vertikale gelegt. Die Funktion $f(z)$ beschreibt die Verteilung der Spannungen über die Stablänge. Ihre Funktionswerte liegen zwischen $+1$ und -1 . $f(z)$ ist im folgenden für fünf Werte von β dargestellt:



β = Drähtchenabstand dividiert durch Stablänge

In den Auflageorten hat $f(z)$ jeweils einen Knick. In dem Bereich zwischen einem Auflagepunkt und dem jeweiligen Stabende ist der Verlauf für alle β -Werte gleich. Zwischen den beiden Auflagepunkten unterscheiden sich die Kurven. Man sieht, daß für $\beta = 0$ (Stablagerung in der Mitte) und $\beta = 1$ (Stablagerung an den Enden) in der Mitte der extreme Wert $|f(z)| = 1$ erreicht wird. Wenn man möglichst geringe Spannungen im Stab haben will, ist es also günstig, sich von beiden Extremen fernzuhalten und $\beta \approx 0,5$ zu wählen.

Zur Vorzeichenfrage sei noch gesagt: Ist $f(z) > 0$, so sind die oberen Stabteile gedehnt und die unteren gestaucht, für $f(z) < 0$ umgekehrt. Ein Drehen des Stabes um 180° um seine Längsachse bedeutet in einem stabfesten Koordinatensystem eine Vorzeichenumkehr der Spannungen.

Ein Zahlenbeispiel: Wenn man in die Formel 3.5 die Dichte für Kupfer und die nominellen Abmessungen unserer Proben normaler Länge einsetzt, ergibt sich:

$$\sigma_0(z) = 0,185 \text{ N/mm}^2 \cdot f(z)$$

(In dieser Arbeit werden Spannungen und Moduln in N/mm^2 angegeben. Es ist $1 \text{ N/mm}^2 = 0,102 \text{ kp/mm}^2$, außerdem $1 \text{ N/mm}^2 = 10^7 \text{ dyn/cm}^2$)

Genau genommen treten auch bei diesem Biegeproblem Schubspannungen τ_{zx} auf. Eine Abschätzung ergibt, daß ihre maximalen Werte eine Größenordnung kleiner sind als die der Normalspannungen σ_z .

Die Kurven $f(z)$ stellen übrigens nicht die Form der neutralen Faser selbst, sondern, bis auf eine Proportionalitätskonstante, ihre Krümmung dar. Die Kurvenform der neutralen Faser soll hier nicht interessieren; die tatsächlichen Biegeauslenkungen sind natürlich bei unseren Proben so klein, daß dem menschlichen Auge der Stab vollkommen gerade erscheint.

Die Überlegungen dieses Abschnittes sind gemacht worden, um später den Einfluß der durch das Stabgewicht verursachten statischen Spannungen auf die Versetzungen und ihr Verhalten zu diskutieren. Im Rahmen der Vorstellungen dieses Kapitels (d.h. lineare Elastizität, keine Gitterfehler) beeinflussen sich die Schwingungen und die statischen Span-

nungen gegenseitig nicht, sondern überlagern sich ungestört, zumindest bei kleinen Biegungen. Die periodischen Spannungen der Stabschwingungen sind in unseren Experimenten übrigens wesentlich kleiner als die hier behandelten statischen Spannungen.

Übergang vom isotropen Medium zum anisotropen Kristall.

Dehnungsschwingungen

Die Dehnungsschwingung wird bestimmt durch den Elastizitätskoeffizienten s'_{33} (Voigt /19/, dort noch die alte Namengebung) im stabfesten Koordinatensystem (der Strich soll auf das stabfeste Koordinatensystem hinweisen). Seine Größe ist von der Kristallorientierung abhängig, und zwar gilt für kubische Symmetrie (/19,20/):

$$\frac{1}{E} = s'_{33} = s_{11} - 2 \left(s_{11} - s_{12} - \frac{1}{2} s_{44} \right) \Gamma \quad ; (3.6)$$

wobei die Orientierungsfunktion Γ gegeben ist als:

$$\Gamma = \gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_1^2 \gamma_3^2 + \gamma_2^2 \gamma_3^2$$

γ_i = Richtungskosinus der Stabachse } { im Koordinatensystem
 s_{ij} = Elastizitätskoeffizienten } { der kubischen
 Kristallachsen

Die einzige Änderung gegenüber dem weiter oben behandelten isotropen Fall liegt darin, daß E jetzt eine orientierungsabhängige Größe ist.

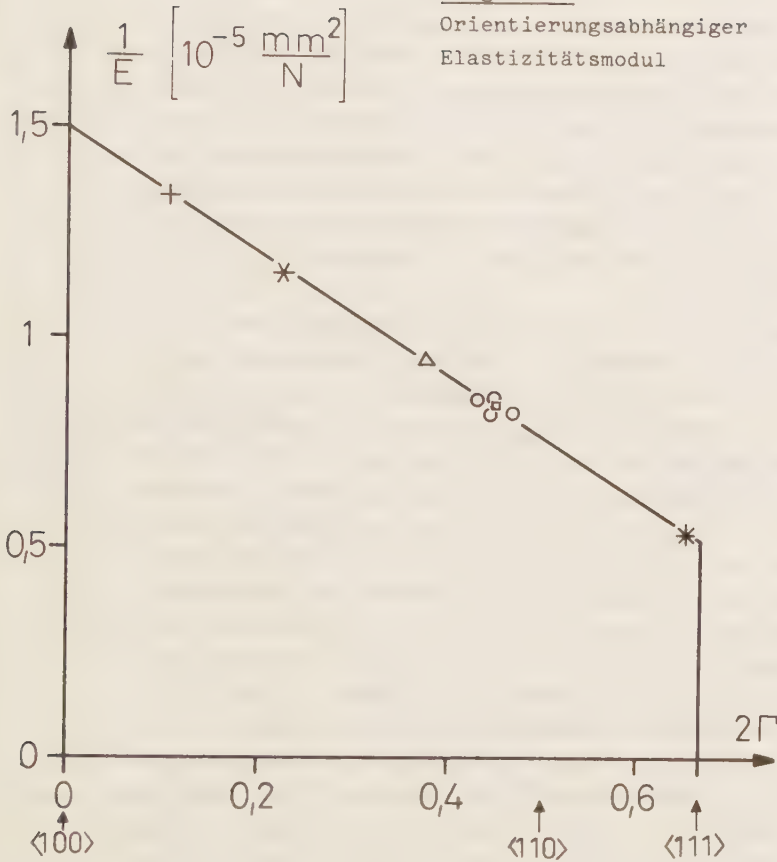
In Diagramm 1 ist für alle in dieser Arbeit untersuchten Proben der aus der ersten Dehnungsfrequenz (bei Zimmertemperatur) nach Formel 3.1 ohne Dickenkorrektur berechnete reziproke Elastizitätsmodul als Funktion der doppelten Orientierungsfunktion 2Γ aufgetragen. Dabei wurde der Tabellenwert $\rho = 8,96 \text{ g/cm}^3$ verwendet. Die Zuordnung zwischen den Proben und den Zeichnungssymbolen entspricht der von Kap. 6.

Es wurden hier jeweils die Meßwerte des geglähten unverformten Zustandes genommen, weil in diesem Zustand erstens die Proben reine Stabform haben (siehe Kap. 6) und zweitens der gemessene Modul keine wesentlichen anelastischen Beiträge enthält.

Die in Diagramm 1 eingezeichnete Gerade ist nach Formel 3.6 berechnet, dabei wurden als s_{ij} -Werte die im Landolt-

Diagramm 1:

Orientierungsabhängiger
Elastizitätsmodul



Börnstein /21/ angegebenen verwendet (Mittelwerte aus zwölf verschiedenen Messungen).

Die Übereinstimmung zwischen den Meßwerten und der Geraden ist befriedigend. Die Abweichungen lassen sich zwanglos verstehen aus einer Unsicherheit in Γ infolge ungenauer Kenntnis der Kristallorientierung (mittlerer Fehler $\pm 1^\circ$). Auch Helow /8/ fand einen entsprechenden Verlauf.

Biegeschwingungen

Die Behandlung der Biegeschwingungen ist bei anisotropem Medium komplizierter als die der Dehnungsschwin-

gungen. Nach Voigt /19/ sind die drei Differentialgleichungen der beiden senkrecht aufeinanderstehenden Biegungen und der Torsion miteinander gekoppelt, und zwar über die Elastizitätskoeffizienten s'_{34} und s'_{35} im stabilen Koordinatensystem. Eine Biegung ist also i.a. mit einer, zumindest geringen, Biegung nach der anderen Richtung und einer Torsion verbunden. Die Konsequenzen dieser Tatsache sind nicht allgemein geklärt. Goens /22/ und auch Brown /23/ haben Spezialfälle behandelt. Einige Erkenntnisse aus /22/:

Verschwindet eine der beiden Koppelungskonstanten, sagen wir $s'_{34} = 0$, dann ist die eine Biegeschwings-Dgl., in diesem Fall die in x-Richtung, vollkommen ungestört, d.h. entkoppelt. Diese Biegeschwingsungen verhalten sich dann wie im isotropen Fall, und der sie bestimmende Modul ist identisch mit dem der Dehnungsschwingungen nach Formel 3.6. Die andere Biegeschwings-Dgl. (in y-Richtung) ist nach wie vor mit der der Torsionsschwingungen gekoppelt. Im Normalfall ist der Einfluß der Torsion auf diese Biegeschwingsungen gering, d.h. sie verhalten sich näherungsweise wie im isotropen Bild, und ihr Modul ist näherungsweise der der Formel 3.6. Goens /22/ hat den Einfluß der Torsionskoppelung auf die Frequenzformel der Biegeschwingsungen berechnet und einen Korrekturfaktor angegeben. Im Nicht-Normalfall, nämlich dann, wenn eine sog. „innere Resonanz“ auftritt, d.h. wenn eine Biegeschwingsung und eine Torsionsschwingung nahezu gleiche Frequenz haben, können starke Abweichungen vom gewohnten Verhalten auftreten.

Der allgemeine Fall, daß auch s'_{34} nicht verschwindet, ist nicht behandelt worden; doch kann man erwarten, daß auch hier gilt, was in dem Spezialfall für die Biegeschwingsungen in y-Richtung gesagt wurde: daß sie sich, abgesehen von besonderen, pathologischen Fällen, nahezu wie normale Biegeschwingsungen mit dem orientierungsabhängigen Elastizitätsmodul 3.6 verhalten.

Um die Größe der Korrektoreinflüsse zu demonstrieren, soll am Beispiel eines Kristalls (Probe 3, unverformt)

die Modulberechnung aus Biegeschwingungen durchgeführt werden. Für die Dickenkorrektur 3.4 braucht man den Schubmodul. Es liegt nahe, in diesem Zusammenhang die Elastizitätskoeffizienten s'_{44} bzw. s'_{55} zu verwenden, denn sie beschreiben gerade die Verbindung zwischen den die Biegung begleitenden Schubspannungen τ_{zy} bzw. τ_{zx} und Scherungen γ_{zy} bzw. γ_{zx} . Wie man diese Koeffizienten für kubische Symmetrie bei gegebener Kristallorientierung aus den fundamentalen s_{ij} (die wieder /21/ entnommen werden) berechnet, steht in /19/ auf Seite 739.

In den folgenden Tabellen sind die aus den fünf ersten Biegefrequenzen berechneten E-Modul-Werte angegeben, und zwar nicht als absolute Größe, sondern dividiert durch den Elastizitätsmodul, der aus der ersten Dehnungsfrequenz dieser Probe nach Formel 3.1 berechnet wurde ($1,1635 \cdot 10^5$ N/mm²). Dieser Wert wird auch jeweils in der Dickenkorrektur nach 3.4 verwendet.

Anelastische Moduldefekte sind in den angeführten Zahlen zu vernachlässigen, ähnlich wie auf Seite 16-17. Biegeschwingungen in x-Richtung (hierfür $1/G = s'_{55}$):

	1	2	3	4	5
1)	0,978	0,936	0,880	0,821	0,755
2)	0,989	0,959	0,918	0,874	0,824
3)	1,001	1,001	1,001	1,006	1,006

Biegeschwingungen in y-Richtung (hierfür $1/G = s'_{44}$):

	1	2	3	4	5
1)	0,979	0,946	0,883	0,852	0,799
2)	0,990	0,969	0,921	0,908	0,873
3)	0,998	0,998	0,978	1,000	1,003

Die Werte der jeweils ersten Zeile sind nach der einfachen Biegeschwingungsformel 3.3 berechnet. Sie sind offenbar recht schlecht. In der zweiten Zeile ist der Einfluß der Rotationsträgheit der Stabquerschnitte berücksichtigt, d.h. es sind in 3.4 alle Terme ohne E/G verwendet worden. Zeile 3 bringt schließlich die Anwendung der vollständigen Dickenkorrektur 3.4. Es wird also befriedigende Übereinstimmung der aus Dehnungs- und aus Biegeschwingungen berechneten E-Modul-Werte erreicht.

Bei dieser Probe 3 fällt eine Seitenfläche (und zwar

in der gewählten Bezeichnungsweise die Fläche $x = \text{const.}$) nahezu mit einer kristallographischen $\{111\}$ -Ebene zusammen. Man kann allgemein zeigen, daß, wenn die Fläche $x = \text{const.}$ eine $\{111\}$ -Ebene ist, d.h. dreizählige Symmetrie besitzt, die Größe s'_{34} verschwindet und damit die Biegeschwingungen in x -Richtung ungekoppelt sind. Bei den gezeigten Zahlen sollte man also für die y -Schwingungen einen Torsionseinfluß erwarten, für die x -Schwingungen dagegen keinen oder nur einen vergleichsweise geringen. Die Tatsache, daß mit der Dickenkorrektur allein in beiden Fällen der Modul der Dehnungsschwingung gut erreicht wird, zeigt, daß der Torsionseinfluß auf die Biegefrequenzen sehr gering sein muß (und zwar offenbar noch kleiner als nach der Koppelungs-Näherungsformel von Goens /22/; denn wenn man sie angenähert von kreisförmigem auf quadratischen Querschnitt umrechnet und Zahlenwerte für den vorliegenden Fall einsetzt, kommen Korrekturen in der Gegend von 1 % heraus).

Die dritte Biegeschwingung in y -Richtung fällt im gezeigten Beispiel aus der Zahlenreihe heraus. Hier trat eine innere Resonanz mit der ersten Torsionsschwingung auf.

Fazit: Niedere Dehnungs- und Biegeschwingungen werden im wesentlichen durch den gleichen Modul bestimmt, ein Zeichen dafür, daß trotz des unterschiedlichen äußeren Bewegungsablaufes die inneren elastischen Wirkungen in beiden Fällen gleich, nämlich longitudinaler Natur sind. Bei den höheren Biegeschwingungen treten merkliche zusätzliche Schubspannungen und Scherungen auf. Der Einfluß zusätzlicher Torsionen ist offenbar i.a. gering.

Thermoelastische Effekte (Zener /20/)

Zwischen Orten unterschiedlicher elastischer Dehnung im Stab finden Wärmeausgleichsströmungen statt. Je nach Geschwindigkeit der elastischen Schwingung, d.h. je nachdem, ob diese Ströme Zeit haben oder nicht, den Temperaturengleich herzustellen, mißt man im Schwingungsexperiment den isothermen oder den adiabatischen Elastizitäts-

modul; der erstere ist generell kleiner als der letztere, und zwar bei Kupfer um 0,3 %. Die Wärmeströme verursachen auch eine Dämpfung der Stabschwingung, und zwar insbesondere im Frequenzgebiet des isotherm-adiabatischen Überganges.

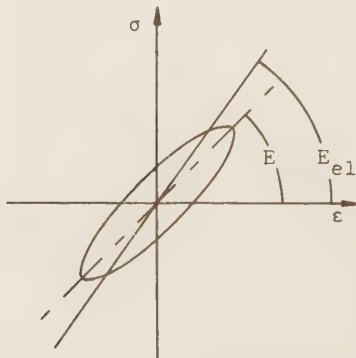
Abschätzungen nach den Formeln und Zahlenangaben in /20/ zeigen, daß man sich bei den Schwingungsfrequenzen der hier zu schildernden Experimente im adiabatischen Gebiet befindet. Das bedeutet: 1) Unser Elastizitätsmodul ist immer der adiabatische. 2) Eine merkliche thermoelastische Dämpfung tritt nur bei unserer ersten Biegeschwingung auf, und zwar ist die theoretisch zu erwartende Größe etwa $\delta = 3 \cdot 10^{-5}$.

Die thermoelastische Dämpfung hat in unseren Experimenten die Wirkung einer Zusatzdämpfung wie die in Kap. 2 diskutierten äußeren Dämpfungen, d.h. sie ist in den auf Seite 10 angeführten Dekrementen enthalten.

4 Lineare Anelastizität

Bei Dehnungs- und Biegeschwingungen von Stäben treten im wesentlichen Normalspannungen σ_z und Längsdehnungen ϵ_z auf, die durch einen orientierungsabhängigen Elastizitätsmodul verbunden sind. Wir lassen jetzt den Index z weg. Bei rein elastischem Verhalten gilt die zeitunabhängige Beziehung: $\sigma = E_{el} \epsilon$. Der Index „el“ soll den rein elastischen Modul bezeichnen, der die Bindungskräfte des Idealkristalls repräsentiert. Die rein elastische Zustandskurve im σ - ϵ -Diagramm ist also eine Gerade der Steigung E_{el} .

Für den mit Gitterfehlern behafteten Realkristall ist der Zusammenhang zwischen σ und ϵ komplizierter, nämlich zeitabhängig oder hystereseartig, und bei einer stationären Schwingung wird im σ - ϵ -Diagramm eine von der elastischen Geraden abweichende geschlossene Kurve durchlaufen. Nimmt man an, daß die Gleichung, die die Beziehung zwischen σ und ϵ beschreibt, linear ist, also z.B. eine lineare Zeit-Differentialgleichung, so führt ein harmonischer Spannungsansatz $\sigma = \hat{\sigma} e^{i\omega t}$ zu einer harmonischen Dehnung mit einer Phasendifferenz ϕ : $\epsilon = \hat{\epsilon} e^{i(\omega t - \phi)}$



Das Verhalten wird jetzt durch zwei Größen, nämlich $\hat{\sigma}/\hat{\epsilon}$ und ϕ , bestimmt, und die Zustandskurve im σ - ϵ -Diagramm ist eine Ellipse. Der Phasenwinkel ϕ bestimmt die Fläche der Ellipse und damit den Energieverlust. Man kann leicht zeigen (z.B. /5/), daß für das Dekrement (halber relativer Energieverlust pro Schwingungszyklus) gilt:

$$\delta = \pi \tan \phi$$

Die Größe $\hat{\sigma}/\hat{\epsilon}$ tritt näherungsweise (für $\tan^2 \phi \ll 1$, dies ist in unseren Experimenten immer erfüllt) als Steigung der großen Ellipsenachse auf. Sie wird effektiver

Modul E genannt und bestimmt jetzt die Stabschwingungsfrequenzen. Der effektive Modul ist i.a. kleiner als der rein elastische (der Kristall wird durch Gitterfehler „weicher“).

Bei manchen anelastischen Betrachtungen, z.B. beim GL-Modell, wird die Dehnung in elastische und anelastische, durch Gitterfehler verursachte, Komponenten aufgeteilt:

$\epsilon = \epsilon_{el} + \epsilon_{anel}$. Die Anelastizität wird dann beschrieben durch eine Beziehung, z.B. eine lineare Zeit-Dgl., zwischen σ und ϵ_{anel} allein. Außerdem ist $\sigma = E_{el} \epsilon_{el}$. Aus dem harmonischen Spannungsansatz folgt jetzt:

$$\epsilon = (\hat{\epsilon}_{el} + \hat{\epsilon}_{anel1} - i \hat{\epsilon}_{anel2}) e^{i\omega t}$$

Die Anelastizität drückt sich in den Zusatzdehnungen $\hat{\epsilon}_{anel1}$ und $\hat{\epsilon}_{anel2}$ aus. Adäquate Beschreibungsgrößen sind der Moduldefekt $MD = \frac{\hat{\epsilon}_{anel1}}{\hat{\epsilon}_{el}}$ und das „Dekrement“

$\Delta = \pi \frac{\hat{\epsilon}_{anel2}}{\hat{\epsilon}_{el}}$. In /5/ wurde gezeigt, daß sie mit den am Stab zu messenden Größen E und δ zusammenhängen nach:

$$MD = \frac{\frac{1}{E} - \frac{1}{E_{el}}}{\frac{1}{E_{el}}} \quad \left(= \frac{E_{el} - E}{E} \right) \quad (4.1)$$

$\Delta = (1 + MD) \cdot \delta$
(Letzteres sieht man leicht, wenn man bedenkt, daß $\tan \phi = \hat{\epsilon}_{anel2} / (\hat{\epsilon}_{el} + \hat{\epsilon}_{anel1})$ ist)

Die richtigen experimentellen Größen, um eine anelastische Theorie zu prüfen, die auf dem Weg der Aufteilung der Dehnung in elastische und anelastische Anteile gewonnen wurde, sind also der mit dem reziproken Modul gebildete Moduldefekt und ein Dekrement Δ , das aus dem gemessenen Dekrement δ durch Korrektur mit dem Moduldefekt erhalten wird.

In der übrigen Literatur findet man die Unterscheidung zwischen dem von einer Theorie gelieferten Δ und dem gemessenen δ nicht. Häufig wird auch der mit den Moduln selbst gebildete Moduldefekt $(E_{el} - E)/E_{el}$ genommen. Die Bedeutung der Unterscheidung zwischen den beiden Dekrementen und den beiden Moduldefekten hängt von der

Größe des Moduldefektes ab. In dieser Arbeit wurden Moduldefekte bis etwa 0,12 gemessen. Den gemachten Differenzierungen kommt damit hier keine entscheidende Bedeutung zu, doch wird durchgehend mit dem Moduldefekt nach 4.1 und, soweit möglich, mit dem korrigierten Dekrement Δ gearbeitet.

Ein wichtiges Merkmal der linearen Anelastizität ist die Amplitudenunabhängigkeit der anelastischen Größen. Im Zusammenhang mit Versetzungsbewegungen treten leicht Nichtlinearitäten auf (Losreißprozesse, siehe später), die sich in Amplitudenabhängigkeit äußern. Um in den linearen, amplitudenunabhängigen Bereich zu gelangen, muß man zu hinreichend kleinen Amplituden gehen.

5 Granato-Lücke-Theorie der amplitudenunabhängigen Versetzungsanelastizität

Unter dem Einfluß der periodischen Spannung einer Stabschwingung führen die Versetzungen eines Realkristalls periodische Gleitbewegungen aus. Das hier zu besprechende Modell nimmt an, daß die Versetzungen sich wie gespannte Saiten verhalten, d.h. daß sie eine effektive Masse und eine Linienspannung besitzen. Außerdem muß man noch eine Reibungskraft berücksichtigen. Es wird also ein ursprünglich gerades Versetzungsstück der Länge l , ein sog. Versetzungsbogen, betrachtet, das an seinen beiden Enden fest eingespannt ist. y sei die Laufkoordinate entlang dem Versetzungsstück in Ruhelage, η sei die Auslenkung. Für $\eta(y,t)$ gelte die Dgl.:

$$A \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + B \frac{\partial \eta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = b \tau = b R \sigma \quad (5.1)$$

A ist die effektive Masse der Versetzung pro Längeneinheit, C ist die Linienspannung. Der zweite Term stellt die Reibungskraft pro Längeneinheit der Versetzung dar und ist hier im einfachsten denkbaren Ansatz als der Geschwindigkeit proportional (viskos) angesetzt worden, B ist die Proportionalitätskonstante. Auf der rechten Seite steht die auf die Versetzung wirkende Kraft (pro Längeneinheit), nämlich die mit dem Betrag b des Burgersvektors multiplizierte Schubspannung τ im Gleitsystem, die sich aus der Normalspannung σ der Stabschwingung durch Multiplikation mit dem Schmid-Faktor R (Kosinus des Winkels zwischen Gleitebenennormale und Stabrichtung mal Kosinus des Winkels zwischen Gleitrichtung und Stabrichtung) ergibt.

Die Dgl. 5.1 wurde zuerst von Koehler /2/ in die Anelasticitätsdiskussion eingeführt. Die vollständige rechnerische Lösung mit der Angabe von Dekrement und Moduldefekt stammt von Granato und Lücke /3/. Sie operierten mit einer Reihenentwicklung. (Eine Lösung von Weertman /24/ erlangte keine praktische Bedeutung.) In der

vorliegenden Arbeit soll die Formulierung von Oen, Holmes und Robinson (/25/, „OHR“) verwendet werden. Sie ist noch insofern fehlerhaft, als einige Versetzungskonstanten fehlen; in /26/ findet man dann die richtige Fassung.

Die nach der GL-Veröffentlichung durchgeführten Experimente an Kupfer (wir beziehen uns im folgenden hauptsächlich auf Cu) ergaben, daß wegen der Größe von B die Bewegung des Versetzungsbogens überdämpft ist (Kriechfall eines potentiell schwingungsfähigen Systems). Es ist im ganzen experimentellen Frequenzbereich, also auch bis ins MHz-Gebiet der Ultraschalluntersuchungen, der erste Term der Dgl. 5.1, der Massenterm, klein gegenüber den beiden anderen Termen, und bei der Anwendung auf Experimente werden in den Ausdrücken des GL-Ergebnisses die Terme, die A enthalten, vernachlässigt (z.B. /27/). Das Verfahren von OHR besteht darin, schon gleich in der Dgl. selbst den ersten Term wegzulassen, d.h. die einfachere

Dgl. $B \frac{\partial \eta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = b R \sigma$ (5.2) zu behandeln und so zu einer geschlossenen Lösung zu gelangen.

Man löst die Dgl. 5.2 bei einem zeitperiodischen Spannungsansatz und den Randbedingungen der beiderseitigen Verankerung und summiert dann die aus der periodischen Ableitung folgenden anelastischen Dehnungen über alle in der Volumeneinheit vorhandenen Versetzungsbögen. Diese haben i.a. unterschiedliche Längen l , was durch die Verteilungsfunktion $N(l)$ beschrieben werde: $N(l) dl$ sei die Zahl der Versetzungsbögen pro Volumeneinheit, deren Länge zwischen l und $l + dl$ liegt (genau genommen sollte man $N(l)$ als Dichte der Verteilungsfunktion bezeichnen). Die Summation läuft auf eine Integration über $N(l) dl$ hinaus.

Die Ergebnisse der GL-Theorie (auch in der Fassung von OHR) werden immer nur für spezielle Verteilungsfunktionen angegeben. Es soll hier eine Formulierung für beliebige Bogenlängenverteilung vorgestellt werden. Dazu geht man von der absoluten Häufigkeitsdichte $N(l)$ zur relativen Häufigkeitsdichte $n(l)$ über und führt dann die Koordina-

tentransformation $\ell \rightarrow x$ mit $x = \ell/L$ durch, wobei L die mittlere Bogenlänge $L = \frac{\int_0^{\infty} \ell N(\ell) d\ell}{\int_0^{\infty} N(\ell) d\ell} = \int_0^{\infty} \ell n(\ell) d\ell$ ist.

Man kommt dann mit der Zusatzbedingung $n(\ell) d\ell = f(x) dx$ zur Verteilungsfunktion $f(x)$, der relativen Häufigkeitsdichte der Bogenlängenverteilung in x -Darstellung. $f(x)$ hat die Eigenschaften $\int_0^{\infty} f(x) dx = 1$; $\bar{x} = \int_0^{\infty} x f(x) dx = 1$.

Die allgemeine OHR-Lösung des GL-Modells für beliebige Bogenlängenverteilung $f(x)$ lautet nun:

$$MD = \Psi \cdot fkt_1(\mu) \quad \Delta = \pi \Psi \cdot fkt_2(\mu) \quad (5.3)$$

$$\text{mit:} \quad fkt_1(\mu) = \frac{1}{\sqrt{\mu}^3} \int_0^{\infty} f(x) \frac{\operatorname{sh}\sqrt{\mu}x - \sin\sqrt{\mu}x}{\operatorname{ch}\sqrt{\mu}x + \cos\sqrt{\mu}x} dx$$

$$fkt_2(\mu) = \frac{1}{\sqrt{\mu}^3} \int_0^{\infty} f(x) \left\{ \sqrt{\mu}x - \frac{\operatorname{sh}\sqrt{\mu}x + \sin\sqrt{\mu}x}{\operatorname{ch}\sqrt{\mu}x + \cos\sqrt{\mu}x} \right\} dx$$

$$\Psi = \Omega \frac{b^2 G_0}{2 C} \Lambda L^2$$

$$\mu = \frac{L^2 B \omega}{2 C}$$

$$\Omega = \frac{E e l}{G_0} \sum_j \frac{\Lambda_j}{\Lambda} R_j^2$$

$$\Lambda = \sum_j \Lambda_j$$

Moduldefekt und Dekrement sind also Funktionen zweier dimensionsloser Variabler Ψ und μ , wobei $fkt_1(\mu)$ und $fkt_2(\mu)$ kompliziert aussehen, aber einfache Kurvenverläufe darstellen, siehe später. Symbole, die noch nicht erklärt worden sind: $\sum_j$ soll die Summation über die Gleitsysteme bedeuten; Λ_j ist die Gesamtlänge (pro Volumeneinheit) aller Versetzungsbögen im Gleitsystem j , Λ die Gesamtlänge (pro Volumeneinheit) aller Versetzungsbögen überhaupt, also die Versetzungsdichte; R_j ist der Schmid-Faktor des Gleitsystems j ; G_0 ist ein rein elastischer Schubmodul, Green und Hinton /28/ setzen für kubisch flächenzentrierte Kristalle $G_0 = \frac{1}{3} (c_{11} - c_{12} + c_{44})$, c_{ij} sind die fundamentalen elastischen Moduln; ω ist die Kreisfrequenz der äußeren Anregung; das dimensionslose Ω , der sogenannte Orientierungsfaktor (weil es alle Größen enthält, die von der Kristallorientierung abhängen), beschreibt die gegenseitige Zuordnung zwischen dem elastischen Spannungssystem der Schwingung und der Versetzungsstruktur, d.h. der

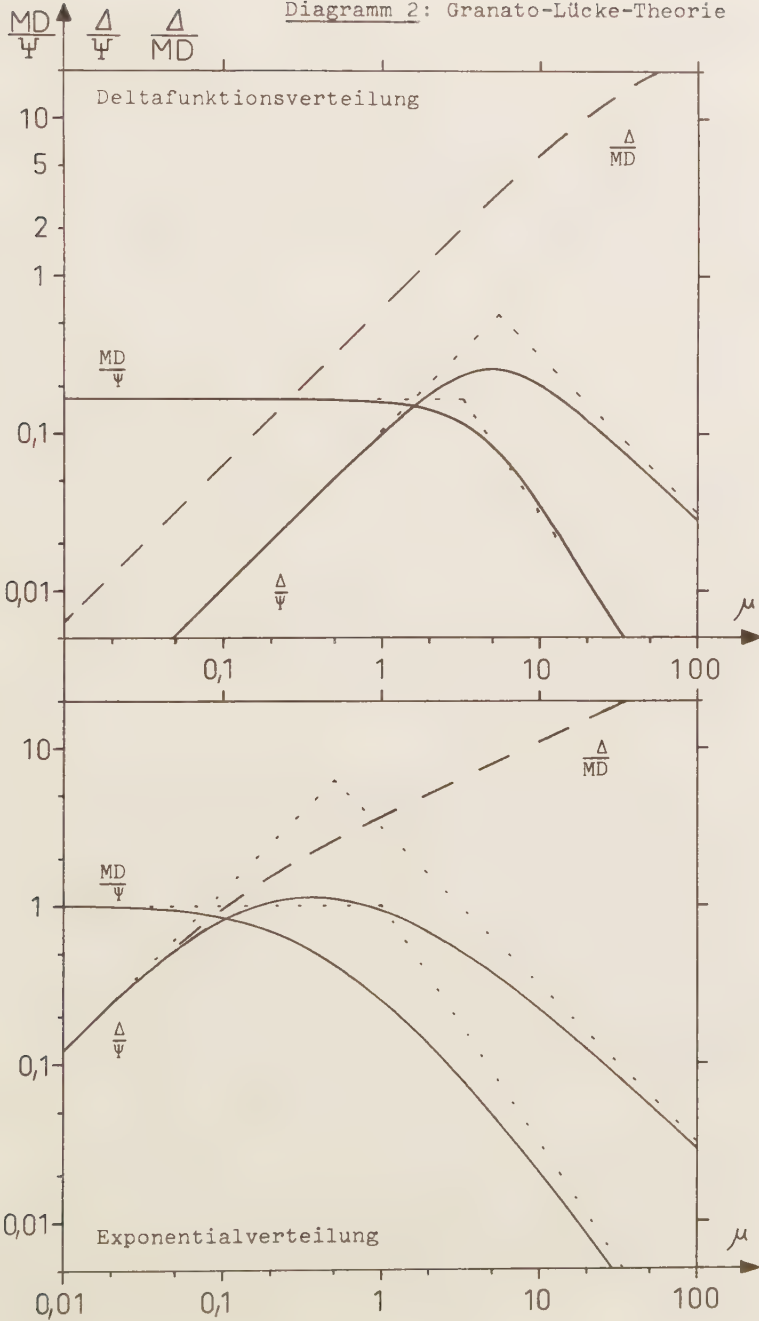
Verteilung der Versetzungen auf die verschiedenen Gleitsysteme (vergl. /28/; s.a. /3/, dort andere Bezeichnung). Die hier angegebene Form des Orientierungsfaktors gilt für den Fall von Dehnungs- oder Biegeschwingungen von Stäben.

Es sollen jetzt die Lösungen 5.3 veranschaulicht werden. Das setzt eine konkrete Wahl der Verteilungsfunktion $f(x)$ voraus. Die tatsächliche Bogenlängenverteilung in einem Realkristall ist generell unbekannt. In der Literatur werden meist zwei spezielle Verteilungen diskutiert, nämlich 1) Deltafunktionsverteilung $f(x) = \delta(x - 1)$ (der Buchstabe δ bezeichnet hier und wiederum in Kap. 12 und 13 die Deltafunktion, sonst generell das gemessene Dekrement) und 2) Exponentialverteilung $f(x) = e^{-x}$. Die erste ist die denkbar einfachste Verteilungsfunktion (alle Bogenlängen sind gleich), von der zweiten nimmt man seit Koehler /2/ und GL /3/ an, daß sie die statistische, zufällig entstandene, Verteilung der die Versetzungsbögen begrenzenden Ankerpunkte auf dem Versetzungsnetzwerk repräsentiert. In Diagramm 2 sind für diese beiden Verteilungen die Größen $MD/\Psi = fkt_1(\mu)$ und $\Delta/\Psi = \pi fkt_2(\mu)$ als durchgezogene Kurven in Abhängigkeit von μ aufgetragen. Die Integration mit der Exponentialverteilung wurde numerisch, nicht analytisch, durchgeführt. Die Kurven sind identisch mit denen in /25,26/, allerdings muß man beim Vergleich in der Dämpfung einen Faktor π beachten.

Die Kurvenverläufe sind sehr einfach: Das Dekrement durchläuft als Funktion von μ bei einem bestimmten μ_0 ein Maximum. Im sog. Niederfrequenzgebiet $\mu \ll \mu_0$ ist der MD unabhängig von μ , und das Dekrement ist proportional zu μ ; im sog. Hochfrequenzgebiet $\mu \gg \mu_0$ fallen Dekrement und MD mit steigendem μ ab, und zwar der Moduldefekt stärker als das Dekrement.

Man erhält die genauen Formeln für das asymptotische Verhalten bei beliebiger Verteilungsfunktion, wenn man in der allgemeinen Lösung 5.3 μ gegen null und gegen unendlich gehen läßt, und zwar in mathematisch etwas laxer Weise unter den Integralen.

Diagramm 2: Granato-Lücke-Theorie



Es ergibt sich:

Hochfrequenznäherung $\mu \rightarrow \infty$:

$$MD \rightarrow \frac{\Psi}{\sqrt{\mu^3}} ; \quad \Delta \rightarrow \pi \frac{\Psi}{\mu} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\mu}} \right) \rightarrow \pi \frac{\Psi}{\mu}$$

beides unabhängig von der Bogenlängenverteilung. Genau genommen gelten diese Formeln nicht für beliebig hohe Frequenzen, weil bei extrem großem ω die Versetzungsmasse ins Spiel kommt und dann die OHR-Näherung ungültig wird.

Niederfrequenznäherung $\mu \rightarrow 0$:

$$MD \rightarrow \frac{1}{6} \overline{x^3} \Psi = \Omega \overline{x^3} \frac{b^2 G_0}{12 C} \Lambda L^2$$

$$\Delta \rightarrow \frac{\pi}{30} \overline{x^5} \Psi \mu = \pi \Omega \overline{x^5} \frac{b^2 G_0}{120 C^2} \Lambda L^4 B \omega \quad (5.4)$$

Hier erscheinen das dritte und das fünfte Moment der Verteilungsfunktion ($\overline{x^m} = \int_0^\infty x^m f(x) dx$); das sind reine Zahlen, die vom Verteilungstyp abhängen. Es gilt: Deltafunktionsvert.: $\overline{x^m} = 1$; Exponentialvert.: $\overline{x^m} = m!$. Die Asymptoten sind in Diagramm 2 punktiert eingezeichnet.

Neben Moduldefekt und Dekrement soll der Quotient aus ihnen, Δ/MD , betrachtet werden. Er ist nach 5.3

$\frac{\Delta}{MD} = \pi \frac{fkt_2(\mu)}{fkt_1(\mu)}$ und hängt nicht von Ψ ab, sondern ist eine Funktion von μ allein, und zwar, wie man an den gestrichelten Kurven in Diagramm 2 sehen kann, eine monotone Funktion von μ , zumindest für die gezeigten Verteilungen. Für die Exponentialverteilung liegt das Maximum des Dekrements bei $\mu = \mu_0 = 0,36$, dazu gehört der Wert $\Delta/MD = 2,2$; bei der Deltafunktionsverteilung liegt das Maximum des Dekrements bei $\mu = \mu_0 = 5$, das liefert $\Delta/MD = 3,1$. Es ist also, in recht guter Übereinstimmung für beide extrem verschiedenen Bogenlängenverteilungen, die Größe Δ/MD ohne weitere Annahmen oder Abschätzungen ein Kriterium dafür, ob man sich in der Niederfrequenznäherung ($\Delta/MD \ll 3$) oder in der Hochfrequenznäherung ($\Delta/MD \gg 3$) der GL-Theorie befindet.

Diese besondere Rolle des Quotienten Δ/MD in der Theorie ist in der bisherigen Literatur nur in /56/ zum Ausdruck gekommen, und auch dort nur für Deltafunktionsverteilung.

In der allgemeinen Lösung 5.3, d.h. in Ψ und μ , treten die physikalischen Parameter nur in bestimmten Kombinationen auf, nämlich $\Omega\Lambda$, L^2/C , Bw . Man kann nach diesem Modell also nicht durch Anelastizitätsexperimente z.B. Λ oder L allein bestimmen, sondern nur in Verbindung mit seinem Partner. Die Parameterkombinationen drücken fundamentale physikalische Eigenschaften der periodisch bewegten Versetzungen aus: $\Omega\Lambda$ ist eine Art äußerer Skalenfaktor, der die pauschale Größe der anelastischen Effekte bestimmt. Dabei kommt es nicht auf die schlichte Gesamtsumme der Versetzungslängen in allen Gleitsystemen an, sondern die einzelnen Beiträge sind mit R^2 gewichtet. Die beiden anderen Parameterkombinationen drücken die beiden wesentlichen inneren Eigenschaften des Systems aus, nämlich Bw die Reibung und C/L^2 die (mittlere) rücktreibende Kraft, die auf die Versetzungen wirken.

Lenz und Lücke /29/ haben die Dgl. 5.2 in einer modifizierten Form betrachtet: statt des Terms mit der Linien- spannung und der Krümmung der Versetzungslinie setzen sie eine einfache rücktreibende Kraft $K\eta$. Ihre Lösungen entsprechen in etwa den hier beschriebenen, wenn man ihre „Federkonstante“ K dem hier verwendeten Ausdruck C/L^2 bis auf einen Zahlenfaktor gleichsetzt. Lenz und Lücke haben in diesem Zusammenhang eine neue Terminologie eingeführt: Sie nennen solche physikalischen Eigenschaften oder Vorgänge, die die Reibungskraft auf die Versetzungen beeinflussen, B-Mechanismen und solche, die den Rückstell- term der Versetzungen, d.h. in dem hier gewählten Bild die mittlere Bogenlänge L und (oder) die Linienspannung C , beeinflussen, K-Mechanismen. Da K und B in das GL-Ergebnis unterschiedlich eingehen, kann man die Mechanismen unterscheiden durch Beobachtung und Analyse von Änderungen in den anelastischen Größen.

Bei der Herleitung der Lösung 5.3 ist C als universelle Konstante des Realkristalls angenommen worden. In Wirk- lichkeit hängt die Linienspannung davon ab, ob es sich um eine Stufen- oder eine Schraubenversetzung handelt (z.B. /30,31/), oder allgemeiner gesagt: sie hängt vom Winkel zwischen Versetzungslinie und Burgersvektor ab. Man müßte

also mit der allgemeinen Lösung 5.3 noch eine Mittelung über die verschiedenen Versetzungstypen durchführen. Dabei sollten dann nicht nur C, sondern auch L und vielleicht auch B von der Versetzungsart abhängen. Da L und C immer gemeinsam in der Kombination $L/\sqrt{C}$ auftreten, dürfte eine solche Mittelung, zumindest wenn man den Einfluß von B außer acht läßt, eine ähnliche Wirkung auf das Ergebnis haben wie die schon diskutierte Mittelung über die Bogenlänge allein. In der Anelastizitäts-Literatur wird das Auftreten verschiedener Versetzungstypen meistens nicht berücksichtigt. In einigen Literaturstellen (z.B. /11,26,30/) wird, mit wechselndem Erfolg, ein sog. Zweikomponentenmodell betrachtet, d.h. es werden zwei diskrete Versetzungstypen unterschieden.

Der Einfluß der Wechselwirkung zwischen den Versetzungen auf das GL-Modell wird in der Literatur nur sporadisch betrachtet. Weertman und Koehler /68/ sowie Ino und Sugeno /32/ kommen zu dem Ergebnis, daß die inneren Spannungen, mit denen das Versetzungsnetzwerk auf die einzelne Versetzung wirkt, die rücktreibende Kraft beeinflussen. Es handelt sich also um einen K-Mechanismus. Im Rahmen der in dieser Arbeit gewählten Formulierung liegt es nahe, den Einfluß der inneren Spannungen in einem effektiven C zu berücksichtigen. (Die erwähnten Autoren betrachten stark örtlich veränderliche Spannungen. Alefeld /50/ dagegen behandelt die Auswirkung einer Spannung ohne ausgeprägten Gradienten.)

Es sind an Cu-Einkristallen viele Dämpfungsmessungen mit Ultraschallwellen im MHz-Gebiet durchgeführt worden (z.B. /30,33,34/). Dabei konnten alle wesentlichen Aspekte der GL-Theorie bestätigt werden, teilweise unter Zuhilfenahme eines Zweikomponentenmodells. Im einzelnen:

- 1) Man befand sich bei diesen Messungen in der Nähe des Dekrementsmaximums, dessen Lage mit der Bogenlänge L variierte. Das GL-Dämpfungsmaximum liegt also generell im MHz-Bereich (auch nach plastischer Verformung /35/).

- 2) Die Form des Dekrementsmaximums konnte in den meisten Fällen besser durch eine Exponentialverteilung als durch eine Deltafunktionsverteilung erklärt werden.
- 3) Die Wechselwirkung zwischen Versetzungen und Punktfehlern erwies sich als K-Mechanismus. Das wird in der Literatur zwanglos über die Bogenlänge L erklärt: Punktfehler an den Versetzungen wirken unterhalb einer gewissen Losreißspannung (s.u.) als harte Ankerpunkte, d.h. sie machen an ihrem Ort die Versetzung unbeweglich und sind somit Endpunkte für Versetzungsbögen im Sinne des Modells. Eine Zunahme der Zahl der Punktfehler an den Versetzungen bedeutet eine Verringerung von L bei gleichbleibendem Λ . (Harte Ankerpunkte sind natürlich auch die Verzweigungsknoten des Versetzungsnetzwerkes.)
- 4) Die Reibungskonstante B erwies sich als meßbare Größe (z.B. /30,36/). Der Vergleich des gefundenen mit den theoretisch zu erwartenden Werten der verschiedenen möglichen Reibungsmechanismen einer bewegten Versetzung erbrachte eine befriedigende Übereinstimmung mit dem zuerst von Leibfried /37/ behandelten Fall der Phononenreibung. Im MHz-Gebiet geht B also auf die Wechselwirkung mit dem Gitter zurück.

Als Konsequenz der Tatsache 1) befindet man sich bei Resonanzstabexperimenten (niederes kHz-Gebiet) im Niederfrequenzbereich der GL-Theorie, und es werden in der Literatur bei der Diskussion solcher Experimente allgemein Näherungsformeln, die 5.4 entsprechen, verwendet.

Will man in diesem Frequenzbereich untersuchen, welche der fundamentalen Größen $\Omega\Lambda$, L^2/C , B sich in einem Experiment ändern, so muß man sowohl Dekrement als auch Moduldefekt messen und in geeigneter Weise miteinander kombinieren. Das geschieht in dieser Arbeit durch Auftragung von Moduldefekt gegen Dekrement und durch Quotientenbildung. Wenn man in den Ausdrücken 5.4 L^2/C eliminiert, so erhält man folgenden Zusammenhang zwischen MD und Δ :

$$MD = \sqrt{\frac{5}{6\pi} \frac{x^2}{x^5} b^2 G_0 \frac{\Omega\Lambda}{B\omega}} \sqrt{\Delta} \quad (5.5)$$

Bei einer reinen Änderung von L und (oder) C wird also in einem Diagramm MD gegen Δ eine liegende Parabel durchlaufen.

Die Formeln 5.4 lauten in abgekürzter Form:

$$MD = r_1 \Omega \Lambda L^2 \quad \Delta = r_2 \Omega \Lambda L^4 B \omega \quad (5.6)$$

Dabei ist C in die Abkürzungskonstanten gesteckt worden, und man muß in Erinnerung behalten, daß C-Änderungen eine zu L-Änderungen komplementäre Wirkung haben.

Damit ist dann:

$$\frac{MD}{\Delta} = \frac{r_1}{r_2 L^2 B \omega} \quad \frac{(MD)^2}{\Delta} = \frac{r_1^2 \Omega \Lambda}{r_2 B \omega} \quad (5.7)$$

Unter der Wirkung einer hinreichend großen Spannung kann eine Versetzung von den Punktfehlern, die ihr nicht durch Bewegung zu folgen vermögen, losreißen. Nehmen wir in einer ganz einfachen Vorstellung ohne thermische Aktivierung an, daß für die Wechselwirkung eines Punktfehlers mit einer Versetzung eine gewisse Bindungskraft F gilt und daß eine von einer Schubspannung τ im Gleitsystem angetriebene Versetzung dann von dem Punktfehler losreißt, wenn ihr Zug auf den Punktfehler (senkrecht zur Versetzungsrichtung) den Wert F übersteigt. Die für das Losreißen gerade nötige Schubspannung soll τ_{gr} genannt werden. Man kann sich leicht überlegen (siehe z.B. auch /38/), daß

$$\text{gilt: } \tau_{gr} = \frac{F}{b l'} \quad (5.8) \quad \text{wobei unter } l' \text{ der Mittelwert der beiden Bogenlängen rechts und links vom betrachteten Punktfehler verstanden wird. Dies gilt für solche Frequenzen, die dem Niederfrequenzbereich der GL-Theorie entsprechen, und auch für statische Spannungen.}$$

Mit einem Losreißprozeß ist i.a. eine Abnahme der Punktfehlerkonzentration an der Versetzung verbunden. Rührt das Losreißen von einer statischen äußeren Kraft her, so hängen die Punktfehlerkonzentration an den Versetzungen und damit die anelastischen Meßgrößen von dem Ausmaß der Kraft ab.

Mit einem Losreißprozeß ist i.a. eine Abnahme der Punktfehlerkonzentration an der Versetzung verbunden. Rührt das Losreißen von einer statischen äußeren Kraft her, so hängen die Punktfehlerkonzentration an den Versetzungen und damit die anelastischen Meßgrößen von dem Ausmaß der Kraft ab.

Wird das Losreißen durch die Spannung der Stabschwingung selbst verursacht, so tritt eine Amplitudenabhängig-

keit der anelastischen Größen auf (amplitudenabhängige GL-Theorie /3/). Wenn man die amplitudenunabhängige Versetzungsanelastizität studieren will, so muß man mit der Schwingungsamplitude unterhalb der Grenzspannung bleiben. Wie einschneidend diese Bedingung ist, hängt nach 5.8 von der Bindungsstärke und von der Bogenlänge ab.

6 Probenbehandlung

Als Ausgangsmaterial für die Einkristallherstellung wurden drei verschiedene Kupfersorten verwendet: Cu I war Elektrolytkupfer der Kabelmetallwerke Osnabrück mit einer angegebenen Reinheit von 99,98 % ; Cu II war Elmore-Kupfer der Kabelmetallwerke Schladerm mit einer angegebenen Reinheit von 99,997 % ; Cu III war hochreines Kupfer der ASARCO mit einer angegebenen Reinheit von 99,999 % .

Die Einkristalle wurden nach dem Bridgman-Verfahren im Graphittiegel in einem äußeren Keramikschrutzrohr an Luft mit einer Absenkgeschwindigkeit von 24 mm pro Stunde selbst gezogen. Die Graphittiegel (Reinstgraphit, Fa. Ringsdorff) mit der quadratischen 8x8 mm - Bohrung waren aus zwei Halbschalen zusammengesetzt, so daß man nach dem Öffnen des Tiegels den Einkristall bequem entnehmen konnte. An den beiden Stoßkanten, wo die Tiegelhälften zusammengefügt waren, entstand auf dem Einkristall, die ganze Länge entlanglaufend, je ein winziger Grat, was die Messungen nicht störte und das Arbeiten allgemein erleichterte, weil es die einzelnen Seitenflächen unterscheidbar machte. Zur Frage, ob der Ziehprozeß die Reinheit des Materials beeinflusst: Knoll /39/ fand bei seinen massenspektrometrischen Reinheitsuntersuchungen streuende Ergebnisse, also keine signifikanten Änderungen (seine Messungen erfaßten die Elemente C, O, H, N nicht).

Die aus dem Ziehofen kommenden Kristalle hatten eine Länge von etwa 200 mm. Sie wurden dann durch Schneiden mit einer Säurefadensäge (/39/) auf die gewünschte Länge gebracht. Das Planschleifen der Endflächen geschah mit Naßschleifpapier nach Einkleben der Kristalle in eine spezielle Halterung (Die innere Reibung ist ein Volumeneffekt; Oberflächenzerstörungen, zumal an den Stabenden, schaden nicht. Das eigentliche Problem bei der Kristallbehandlung ist die Biegeempfindlichkeit solch langgestreckter Proben).

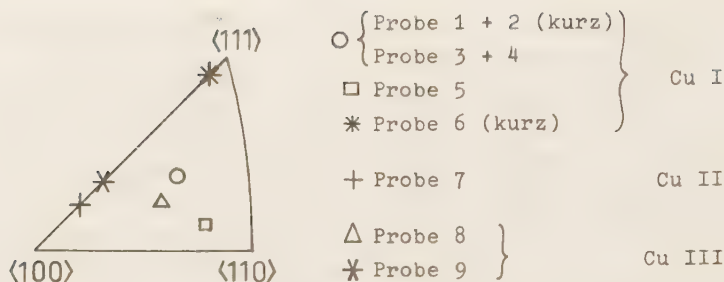
Die Kristallorientierung wurde mit Laue-Rückstrahlungsaufnahmen bestimmt (mittlerer Fehler $\pm 1^\circ$).

Teilweise wurden Kristalle durch Anbringen eines Impfkristalls gezüchtet, mit dem Ziel, eine $\{111\}$ -Seitenfläche zu erzeugen, zum einen wegen der in Kap. 3 erwähnten Biege-Torsions-Koppelung, zum andern für die Möglichkeit von Ätzgrübchenbeobachtungen. Diese Kristalle zeigten ein ausgeprägtes Subkorngrenzenetzwerk, das man bei der Ätzgrübchenbeobachtung direkt sehen konnte. Auf Laue-Aufnahmen traten Mehrfachreflexe auf, aus denen man schließen konnte, daß die Subkörner um Winkel von etwa 1° bis höchstens 2° gegeneinander verkippt waren, und zwar meistens um die Längsachse des Stabes. In ungünstigen Fällen konnte man auf das Vorhandensein von Subkorngrenzen durch einfache visuelle Beobachtung schließen: es waren auf der Kristalloberfläche leichte Schattierungen sichtbar. (Die Ätzgrübchenexperimente verdanken wir größtenteils Herrn cand. phys. K. Kakurai.)

Überwiegend wurde mit Proben gearbeitet, deren Orientierung zufällig entstanden war (Ziehen aus dem Polykristall oder totales Aufschmelzen). Bei dieser Herstellungsart traten die Subkorngrenzen nur selten auf (Laue-Aufnahmen, visuelles Erscheinungsbild), und für die Messungen wurden aus dieser Gruppe nur solche Proben verwendet, die von Subkorngrenzen im obigen Sinn frei waren.

Den Abschluß der Probenvorbehandlung bildete eine Vakuumglühung ($p < 10^{-4}$ mbar $\approx 10^{-4}$ Torr) unterschiedlicher Dauer (einige Stunden) bei Temperaturen in der Umgebung von 1000°C . Eine Probe (P. 4) wurde nicht gegläht.

Im folgenden Bild ist die Lage der Kristallorientierungen im stereographischen Standarddreieck angegeben, und daneben sind die einzelnen Proben aufgelistet:

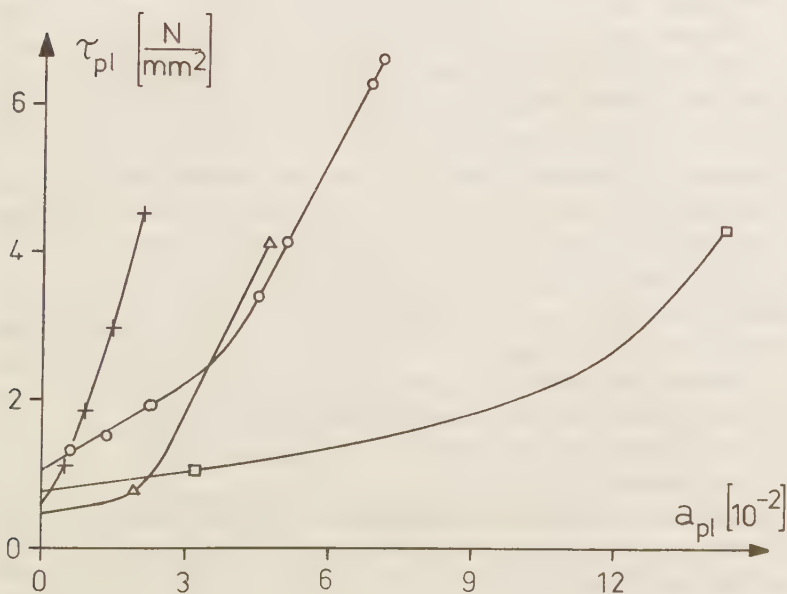
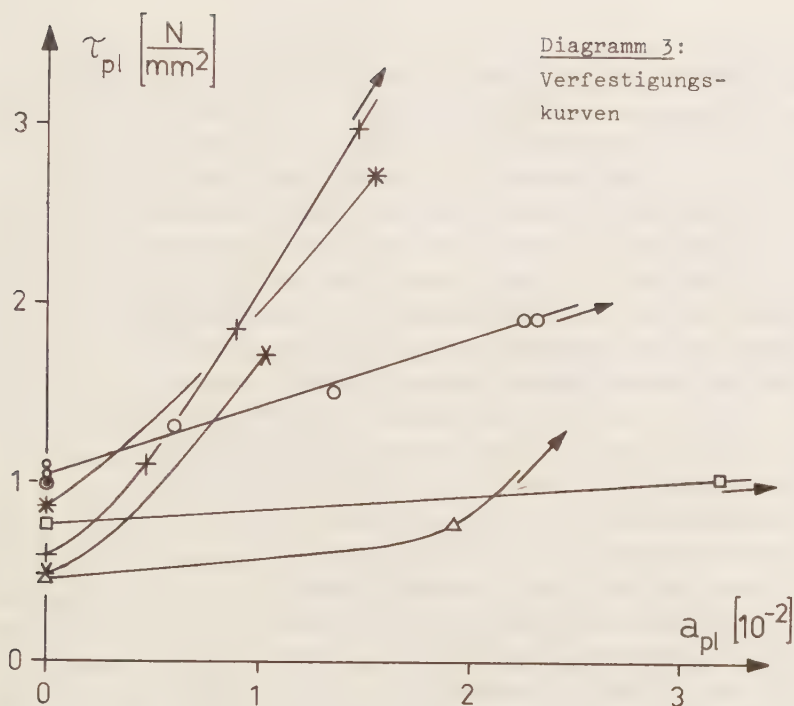


Unter dem Symbol des Kreises sind vier Kristalle zusammengefaßt. Das sind die schon erwähnten bewußt gezüchteten Proben, deren Orientierungen dicht beieinander liegen. Die anderen Symbole bezeichnen jeweils einen Kristall mit zufällig entstandener Orientierung. Die drei durch unterschiedliche Kreuze gekennzeichneten Proben befinden sich innerhalb der Meßgenauigkeit von 1° auf der Symmetrale $\langle 100 \rangle \leftrightarrow \langle 111 \rangle$.

Die plastische Verformung war eine Längsdehnung bei Zimmertemperatur mit konstanter Vortriebsgeschwindigkeit (Abgleitgeschwindigkeit ca. $1 \cdot 10^{-4}$ 1/sec). Es wurde eine Zugprüfmaschine Z1.3A (Fa. Zwick) verwendet. Die Proben hatten keine speziell geformten Kraftaufnahme-Einrichtungen, sie wurden vielmehr an den Enden in Übergangsstücke eingeklebt, oder besser: eingegossen (Zweikomponenten-kunststoff Technovit 2060-f, Fa. Kulzer, Herauslösen im Acetonbad). Die Klebungen erstreckten sich jeweils auf die letzten 15 mm der Probe und hielten Kräften bis zu etwa 800 N (≈ 80 kp) stand.

In Diagramm 3 sind, in zwei verschiedenen Maßstäben, die erhaltenen Verfestigungskurven aufgetragen, d.h. die bei der plastischen Verformung wirkende Schubspannung τ_{pl} ($1 \text{ N/mm}^2 = 102 \text{ p/mm}^2$) im Hauptgleitsystem in Abhängigkeit von der Abgleitung a_{pl} . Die gewählten Symbole sind die gleichen wie bei der obigen Orientierungsdarstellung. Die primären Meßgrößen sind die Normalspannung σ_{pl} und die relative Längenzunahme ϵ_{pl} . Die Zugkraft wird von der Verformungsmaschine angegeben, zur Ermittlung von ϵ_{pl} wurde der Abstand auf der Kristalloberfläche eingeritzter Marken vor und nach der Verformung mit einem Abbe-Komparator

Diagramm 3:
Verfestigungs-
kurven



gemessen (Markenabstand = halbe Probenlänge). Die rechnerischen Zusammenhänge $\sigma_{pl} \leftrightarrow \tau_{pl}$ und $\epsilon_{pl} \leftrightarrow a_{pl}$ werden nur bei infinitesimalen Dehnungen durch den einfachen Schmid-Faktor mit konstanten Winkeln vermittelt. Mit endlichen plastischen Dehnungen sind Orientierungsänderungen verbunden, und es gelten für die Umrechnung kompliziertere Formeln, die sowohl für Einfachgleitung (Kristallorientierung im Innern des Dreiecks) wie für Doppelgleitung auf der Symmetrale $\langle 100 \rangle \leftrightarrow \langle 111 \rangle$ bei Berner und Kronmüller /40/ angegeben sind (der Schmid-Faktor wird dort Orientierungsfaktor genannt, die Konstanten C_1 und C_2 in den Formeln sind vertauscht). Bei Doppelgleitung bedeutet τ_{pl} die gleiche Schubspannung in beiden Hauptgleitsystemen und a_{pl} die Summe der beiden als gleich groß angenommenen Einzelabgleitungen (Abgleitung = Scheerung im Gleitsystem).

Die rechnerischen Orientierungsänderungen bleiben bei unseren doppeltgleitenden Proben $\leq 0,2^\circ$ und haben bei den einfachgleitenden Proben Werte von einigen Grad. Diese Proben bleiben einfachgleitend, d.h. die Orientierungen erreichen die Symmetrale $\langle 100 \rangle \leftrightarrow \langle 111 \rangle$ nicht.

Genau gemessen sind in Diagramm 3 nur die diskreten Punkte, der Kurvenverlauf zwischen ihnen konnte angenähert der von der Verformungsmaschine geschriebenen Kraft-Zeit-Kurve entnommen werden.

Die Verfestigungskurven unserer einfachgleitenden Proben zeigen den bekannten flachen Bereich I (easy glide) und den steileren Bereich II, die randorientierten Proben beginnen sofort mit steiler Verfestigung. Die erhaltenen Kurvenverläufe stimmen gut mit denen in der Literatur (z.B. /41/) überein.

Die gegenüber den anderen Kristallen erhöhten Werte für kritische Schubspannung und Verfestigungsanstieg im Bereich I der Proben 1-4 gehen vermutlich auf die Subkornstruktur zurück.

Man erkennt eine deutliche Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von der Reinheit des Materials; dies ist ein bekannter Effekt (/42/).

Mit der plastischen Längsdehnung ist eine entsprechende Verminderung des Probenquerschnitts verbunden (näherungsweise Volumenkonstanz). Im Bereich der beiden Klebungen auf den jeweils letzten 15 mm blieben die Proben im wesentlichen ungedehnt und damit ohne Dickenabnahme. Die plastisch verformten Proben hatten also keine reine Stabform mehr, sondern trugen an den Enden relative Verdickungen. Die Größe des Effektes wird durch die plastische Dehnung gegeben und war damit für die Proben stark unterschiedlich (für Veranschaulichungszwecke: $\epsilon_{pl} \approx 0,45 \cdot a_{pl}$).

Die Proben wurden auch durch gelegentliche Säuberungs-Abätzungen mit der Zeit geringfügig dünner.

Im weiteren Verlauf der Experimente nach der plastischen Verformung wurden die Proben auch getempert. Das geschah in dem schon bei der Glühung erwähnten Vakuum-Strahlungs-Ofen in Rohrform. Die Temperatur wurde mit einem Thermoelement in einer Bohrung des Graphitschiffchens, auf dem die Probe bei der Behandlung lag, unter der Probenmitte gemessen. Der Temperungsprozeß lief folgendermaßen ab: Die Temperatur wurde mit einer Geschwindigkeit ≤ 100 K/std auf den gewünschten Wert gebracht, und dann wurde sofort mit der Abkühlungsphase begonnen, die wegen der Energieübertragung durch Wärmestrahlung vor allem bei niedrigen Temperaturen noch wesentlich langsamer vonstatten ging als das Hochheizen. Die in den späteren Diskussionen angegebenen Temperaturen sind also als Maximum im Temperaturgang zu verstehen.

Mit den meisten Proben wurden mehrere, und zwar überwiegend zwei, Verformungsschritte mit anschließenden Messungen und Temperungen durchgeführt. Beim Zeichnen der Verfestigungskurven wurde jeweils die Abgleitung des zweiten Verformungsschrittes zu der des ersten addiert, d.h. es wurde angenommen, daß der zweite Verformungsschritt die Fortsetzung des ersten ist. Das ist sicherlich nur dann richtig, wenn durch die dazwischenliegenden Temperungen die Versetzungsstruktur sich nicht soweit erholt, daß der Kristall wieder weich wird. Aus diesem Grund wurden Hochtemperaturbehandlungen erst nach dem jeweils

letzten geplanten Verformungsschritt durchgeführt. In den Zwischentemperaturen wurde meistens bis 350°C gegangen. Nach dieser Behandlung zeigten die Kristalle aus den beiden reineren Materialien gleichgebliebene Härte, d.h. das plastische Fließen fing bei derselben Spannung an, bei der die vorherige Verformung gestoppt worden war, während die Proben aus dem unreinen Cu I eine geringe zusätzliche Verfestigung aufwiesen, also durch die Temperbehandlung etwas härter geworden waren. Dieser letztere Effekt ist in den gezeichneten Verfestigungskurven nicht berücksichtigt, sondern die Kurven sind in glattem Verlauf durchgezeichnet.

Es gab bei unseren insgesamt relativ schwachen Verformungen in keinem Fall Anzeichen für eine Rekristallisation der verformten Einkristalle als Folge der Temperaturen.

7 Durchführung der Experimente

Das Experiment lief i.a. folgendermaßen ab:

Nach der plastischen Verformung wurde die Probe sechs Tage lang bei Zimmertemperatur ausgelagert, am sechsten (± 1) Tag wurden die Frequenzen und Dämpfungen gemessen. Dann begann der Temperungszyklus: Die Probe wurde in mehreren Schritten getempert, bei jedem Schritt mit höherer Temperatur. Zwischen den einzelnen Temperungsschritten wurden, jeweils nach Ausbau der Probe aus dem Vakuumofen, wiederum bei Zimmertemperatur die Frequenzen und Dämpfungen gemessen.

Bei der Messung wurden alle sieben Schwingungsmoden erfaßt und außerdem Parameter wie Amplitude und Stablagerung variiert.

Eine Wartezeit nach der plastischen Verformung war nötig, weil zum einen das Herauslösen des Kristalls aus der Klebung einen bis anderthalb Tage dauerte, zum andern sollte bewußt das Abklingen zeitabhängiger Effekte abgewartet werden, um zu einem möglichst definierten Materialzustand zu gelangen. Es ist bekannt (/4,43/), daß nach der plastischen Verformung Dämpfung und Modul bei Zimmertemperatur zeitlichen Änderungen unterworfen sind, d.h. es tritt eine teilweise Erholung der Anelastizität auf.

Die Proben 1-4 bilden in der Versuchsdurchführung eine Ausnahme. Die Kristalle 3 und 4 wurden nicht einem ausführlichen Temperungszyklus unterworfen, sondern nur jeweils einmal bis 350°C getempert. Die beiden kurzen Proben 1 und 2 wurden in einem grundsätzlich anderen Experiment verwendet, nämlich in dem schon in Kap. 2 erwähnten Typ, bei dem bei festgehaltenem Schwingungsmodus die Temperaturabhängigkeit von Dekrement und Modul untersucht wurde. Von diesen Proben werden nur die Zimmertemperaturwerte mit in die spätere Diskussion der Verformungsabhängigkeit hineingenommen.

Wie in Kap. 4 gesagt, liefert eine Frequenzmessung den effektiven Modul E . Zur Bildung des anelastischen Moduldefektes braucht man noch den rein elastischen Modul E_{el}

(„Bezugsmodul“). Die Gewinnung eines Bezugsmoduls ist in Anelastizitätsexperimenten generell ein Problem. Tabellenwerte kann man aus Gründen der Genauigkeit nicht verwenden. Man muß vielmehr durch Variation der experimentellen Parameter einen Zustand zu erreichen versuchen, in dem, wie man annimmt, die anelastischen Beiträge nahezu verschwinden, d.h. der Moduldefekt hinreichend klein ist, so daß man den zu diesem Zustand gehörenden Modul als Bezugsmodul nehmen kann.

In dieser Arbeit wird der Bezugsmodul gewonnen durch Analyse der Veränderungen, die Dämpfung und Frequenz durch die Temperungen erfahren. Die Frequenz im unverformten Zustand kann wegen der mit der plastischen Verformung verbundenen Geometrie- und Orientierungsänderungen i.a. nicht als Bezugsgröße verwendet werden.

Da nach Formel 4.1 der Moduldefekt mit den reziproken Moduln gebildet wird, arbeitet man zweckmäßigerweise statt mit der Frequenz f gleich mit der Periodendauer $P = 1/f$ der Stabschwingung. Nach den Formeln in Kap. 3 ist für Dehnungs- und Biegeschwingungen der reziproke Elastizitätsmodul proportional zum Quadrat der Periodendauer: $1/E \propto P^2$ (7.1). Die Proportionalitätskonstante ist unterschiedlich, enthält aber immer folgende Bestandteile: eine Größe, die den Einfluß der Ordnungszahl n beschreibt; einen Geometriefaktor; die Dichte des Stabmaterials; einen Korrekturfaktor für endliche Stabdicke; bei den Biegeschwingungen einen Koppelungs-Korrekturfaktor. Der Geometriefaktor ist in Strenge unbekannt, da die plastisch verformten Proben keine reine Stabform besitzen (relative Verdickungen an den Enden, zudem bei manchen Proben geringfügige Querschnittsschwankungen infolge Verformungsinhomogenitäten).

Die Messungen vor und nach den Temperungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt, wobei mit einem Heizlüfter die Raumtemperatur innerhalb $\pm 0,2^\circ\text{C}$ auf denselben Wert eingestellt wurde. Wegen dieser Temperaturkonstanz, und weil die Proportionalitätskonstante in 7.1 sich durch die Temperbehandlungen nicht ändert, drücken durch Temperungen verursachte Variationen von P^2 direkt Änderungen des reziproken Moduls aus, und zwar seiner anelastischen Komponente. (Bezüglich Nicht-Änderung der Proportionalitätskonstante:

Messungen mit dem Abbe-Komparator ergaben hinreichende Konstanz der Probenlänge (Dichte). Eventuell mögliche Variationen der Korrekturfaktoren für endliche Stabdicke und Koppelung sollten sich zumindest bei niederen Moden kaum auswirken, da dort der Korrektoreinfluß gering ist.)

Größerwerden von P^2 bedeutet Zunahme des anelastischen Anteils und umgekehrt. Der Moduldefekt ist dann einfach:

$$MD = \frac{\frac{1}{E} - \frac{1}{E_{el}}}{\frac{1}{E_{el}}} = \frac{P^2 - P_{el}^2}{P_{el}^2} \quad (7.2)$$

wobei unter P_{el}
die Periodendauer
in dem Materialzu-
stand verstanden

wird, in dem die Anelastizität ausgeheilt ist.

Liegen mehrere unabhängige anelastische Komponenten vor, deren Zusatzdehnungen sich addieren, so ist der MD einer dieser Komponenten näherungsweise durch einen Aus-
druck gegeben, in dem für P_{el} in Zähler und Nenner die Periodendauer des Zustandes eingesetzt wird, in dem die betreffende anelastische Komponente ausgeheilt ist, während die anderen anelastischen Beiträge noch wirksam sind. Das gilt nur näherungsweise, weil im Nenner in jedem Fall die strenge „elastische“ Periodendauer stehen müßte.

In dieser Arbeit interessieren die amplitudenunabhängigen anelastischen Größen bei geringen Schwingungsamplituden. Die kleinsten Meßamplituden sind in Kap. 2 angegeben worden. Bei Proben aus dem unreinen Cu I waren Dekrement und Periodendauer im überstrichenen Bereich amplitudenunabhängig. Das reinere Cu II zeigte schon eine deutliche Amplitudenabhängigkeit, aber unterhalb etwa

$\epsilon_{max} = 2 \cdot 10^{-8}$ konnte man noch bequem amplitudenunabhängig messen. Bei Cu III lag der Einsatzzpunkt der Amplitudenabhängigkeit bei etwa $\epsilon_{max} = 9 \cdot 10^{-9}$, und teilweise konnte kein ausgeprägter amplitudenunabhängiger Bereich durchlaufen werden; d.h. bei Verdoppelung der Amplitude vom kleinsten Wert aus stieg das Dekrement bereits um einige Prozent. In einem solchen Fall wurde das Dekrement bei der kleinsten Amplitude als Meßwert genommen. Genauso mußte auch verfahren werden, wenn man in stark gedämpften Zuständen wegen der nur schwachen Wirbelstromanregung die

Amplitude gar nicht verdoppeln konnte. Es dürfte der Fehler, der durch nicht absolut erreichte Amplitudenunabhängigkeit entsteht, kleiner sein, als es der Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse entspricht (s.u.). Extrem kleine Dekremente, die ein Messen mit der Abklingmethode nötig machten, traten nur bei Cu I auf.

Es wurde häufig am Ende eines Meßtages die Messung des zuerst untersuchten Schwingungsmodus' wiederholt und dabei eine Reproduzierbarkeit in Dekrement und Moduldefekt von etwa $\pm 4\%$ gefunden. Diese Schwankungsbreite übersteigt die eigentliche Meßunsicherheit und läßt auf leichte Änderungen der Gitterdefektstruktur schließen, sei es als reine Zeitabhängigkeit oder verursacht durch das Hantieren mit der Probe zwischen den einzelnen Messungen. Hinzu kommt noch eine relative Unsicherheit in der Periodendauer von etwa $\pm 0,4 \cdot 10^{-4}$ als Folge der leichten Schwankungen der Zimmertemperatur. Die Temperatur beeinflußt die Stabfrequenz in erster Linie über den rein elastischen Modul.

Als genereller Kommentar zu den erzielten Meßergebnissen muß gesagt werden, daß es in manchen Einzelheiten durchaus Streuungen gab. Wenn man die Meßwerte verschiedener Proben miteinander vergleicht oder mit verschiedenen Schwingungsmoden arbeitet, deren Dehnungsbäuche an unterschiedlichen Orten in der Probe liegen, muß man gewisse Schwankungen der Meßergebnisse einkalkulieren. Es war deshalb das Prinzip dieser Arbeit, viele Proben unter Variation verschiedener Parameter zu untersuchen, um das unter verschiedenen Bedingungen auftretende gemeinsame Verhalten von eventuellen singulären Effekten trennen zu können.

Ein möglicher Ort singulärer Effekte sind die Biegeschwingungen. Es wurde in Kap. 3 gezeigt, daß ihr Verhalten komplizierter ist als das der Dehnungsschwingungen. Im Normalfall war bei den Biegeschwingungen das einzig Außergewöhnliche das Auftreten einer kleinen zusätzlichen Resonanzkurve („Satellitenlinie“) am Ort der Resonanzfrequenz der konjugierten Biegeschwingung. In dieser Linie regt man also die konjugierte Biegeschwingung an. Nach

Drehung des Stabes um 90° um seine Längsachse hatten dann Haupt- und Satellitenlinie ihre Lage vertauscht. Wie die beiden konjugierten Frequenzen zueinander liegen, hängt im wesentlichen von den beiden konjugierten Stababmessungen und in geringem Maße von der E/G genannten elastischen Eigenschaft ab, die den Einfluß der Schubspannungen auf die Dickenkorrektur bestimmt und die in beiden Richtungen unterschiedlich sein kann. Die Stabdicken in x- und in y-Richtung sind i.a. verschieden, weil die Tiegelbohrung nicht exakt quadratisch ist und weil sie bei der plastischen Verformung i.a. unterschiedlich stark abnehmen (je nach Richtung des Gleitvektors). Das Auftreten der Satellitenlinie stört das Messen nur dann, wenn sie in der Flanke der Hauptlinie liegt und diese damit deformiert. Es wurden aber nicht nur die beiden Halbwertspunkte einer Resonanzkurve gemessen, sondern auch andere Punkte, so daß erstens eine Deformation der Resonanzkurve immer entdeckt wurde und zweitens das Dekrement aus dem undeformierten Teil der Resonanzkurve berechnet werden konnte. Daß die beiden konjugierten Frequenzen exakt übereinstimmen, trat äußerst selten auf, und die hierbei gewonnenen Meßwerte fielen in keiner Weise aus dem Rahmen.

Neben diesem Normalfall gab es vereinzelt pathologische Fälle:

- 1) Bei den Proben 3 und 4 traten im Bereich der dritten Biegeschwingung jeweils drei etwa gleich große Resonanzkurven auf. Es handelte sich offensichtlich um die beiden konjugierten dritten Biegeschwingungen und um die erste Torsionsschwingung, die, vermutlich wegen „innerer Resonanz“ (siehe Kap. 3), in der Biegeschwingungs-Anordnung anregbar war. Die Torsionsschwingung konnte an ihren etwa um einen Faktor 3 kleineren Dekrement- und Moduldefekt-Werten (Orientierungsfaktor Ω , siehe Kap. 5) erkannt werden. Die an den beiden Biegeschwingungen gewonnenen Meßwerte fielen nicht aus dem Rahmen der an den übrigen Schwingungsmoden gemessenen Zahlen.
- 2) In etwa $1/3$ der Fälle zeigte eine der beiden 1. Biegeschwingungen ein pathologisch hohes Dekrement; die jeweils

konjugierte Schwingung hatte ein normales Dekrement, das gut in die Meßreihe paßte. In einem Fall waren beide 1. Biegeschwingungen auf diese Art pathologisch, so daß kein vernünftiger Meßwert gewonnen werden konnte.

Zu der Frage, ob die mit Biegeschwingungen gemessenen Dekremente wegen der Koppelungen generell schlecht oder falsch sein könnten, kann man auf die Vielfalt der Messungen mit unterschiedlich orientierten Proben hinweisen. Die Koppelungskonstanten s'_{34} und s'_{35} sind von der Kristallorientierung abhängig und variieren deshalb von Probe zu Probe. Die Ergebnisse der Biegeschwingungsmessungen ließen in dieser Hinsicht keine spezielle Tendenz erkennen und zeigten insgesamt in Relation zu den Dehnungsschwingungen normales Verhalten.

Entlang der Stablänge treten bei unseren Proben in der Versetzungsstruktur insbesondere dadurch Inhomogenitäten auf, daß die jeweils letzten 15 mm im wesentlichen unverformt sind. Das anelastische Resonanzstabexperiment mitteilt nicht einfach die Materialeigenschaften über das Volumen, vielmehr spielt die lokale Dehnungsamplitude der Stabschwingung eine Rolle. Bei allen frei-freien Schwingungen befinden sich an den Enden Dehnungsknoten. Es ist also für das Experiment der Materialzustand in der Nähe der Stabenden unwichtig. Die Richtigkeit dieser Feststellung nimmt mit wachsender Ordnungszahl ab, wenn mit kürzer werdender Wellenlänge der letzte Dehnungsbauch dem Stabende näherrückt.

8 Ergebnisse und Diskussion: Vorbemerkungen

In den folgenden Kapiteln werden die Meßergebnisse in ihrer Abhängigkeit von den drei wesentlichen experimentellen Parametern diskutiert. Zuerst werden die durch die Temperungen verursachten Änderungen der anelastischen Größen gezeigt. Diese Diskussion liefert auch jeweils eine Bezugsgröße für die Bildung des Moduldefektes, so daß dann die Frequenzabhängigkeit und die Verformungsabhängigkeit von Dekrement und Moduldefekt im jeweils verformten ungetemperten Zustand diskutiert werden können.

Innerhalb der Kapitel wird nach den einzelnen Kupfersorten unterschieden, denn die beobachteten Effekte hängen in manchen Punkten stark von der Reinheit des Materials ab.

In dieser Vorbemerkung sollen die experimentellen Parameter genannt werden, von denen die Meßergebnisse nicht abhängen. Dazu gehört der allgemeine Kristallzustand vor der Verformung: unterschiedliche Glühbedingungen (Temperatur und Dauer) und die unterschiedliche Subkornstruktur (siehe Kap. 6) haben offensichtlich keinen Einfluß auf die Anelastizität im verformten Zustand.

Vor allem sind die unterschiedlichen Verformungsbedingungen aufgrund der Kristallorientierungen zu nennen. Die in Diagramm 3 gezeigten Verfestigungskurven haben teilweise sehr verschiedenartige und auseinanderfächernde Verläufe. Es sei hier das Ergebnis vorweggenommen, daß sich die beiden anelastischen Größen jeweils innerhalb einer Kupfersorte als eindeutige Funktionen der Spannung τ_{p1} darstellen lassen und nicht von der Abgleitung abhängen. Das ist offensichtlich ein Ausdruck der Tatsache, daß die Versetzungsdichte plastisch verformter Einkristalle eine Funktion der Spannung ist. Neben einem durch τ_{p1} ausgedrückten Einfluß auf die Größe von Dekrement und Moduldefekt haben die Unterschiede in den plastischen Verformungen jeweils innerhalb einer Kupfersorte keine wesentliche Einwirkung auf die Temperungs- und Frequenzabhängigkeit der beiden anelastischen Größen. In den Kapi-

teln 9 und 10 brauchen also nur einige repräsentative Beispiele dargestellt zu werden. Insbesondere werden bei unseren Anelastizitätsexperimenten keine wesentlichen Unterschiede gefunden zwischen den drei Fällen a) Bereich I einfachgleitender Proben, b) Bereich II einfachgleitender Proben, c) mehrfach gleitende Proben, in denen die Versetzungsstruktur qualitativ unterschiedlich ist.

Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit kein besonders konstruiertes Zweikomponentenmodell der Versetzungsanelastizität im Sinne von Kap. 5 betrachtet; denn ein experimenteller Effekt, der auch im Bereich I einfachgleitender Proben vorkommt, kann zu seiner Erklärung nicht eines speziellen Mehrkomponentenmodells bedürfen, da Essmann /44/ bei seinen elektronenmikroskopischen Untersuchungen im Bereich I einfachgleitender Proben nahezu ausschließlich Stufenversetzungen fand. Das soll nicht heißen, daß in den anderen Zuständen nicht auch Schraubenversetzungen möglicherweise zu den anelastischen Größen beitragen; nur führt ihr Beitrag offensichtlich nicht zu etwas prinzipiell Neuem.

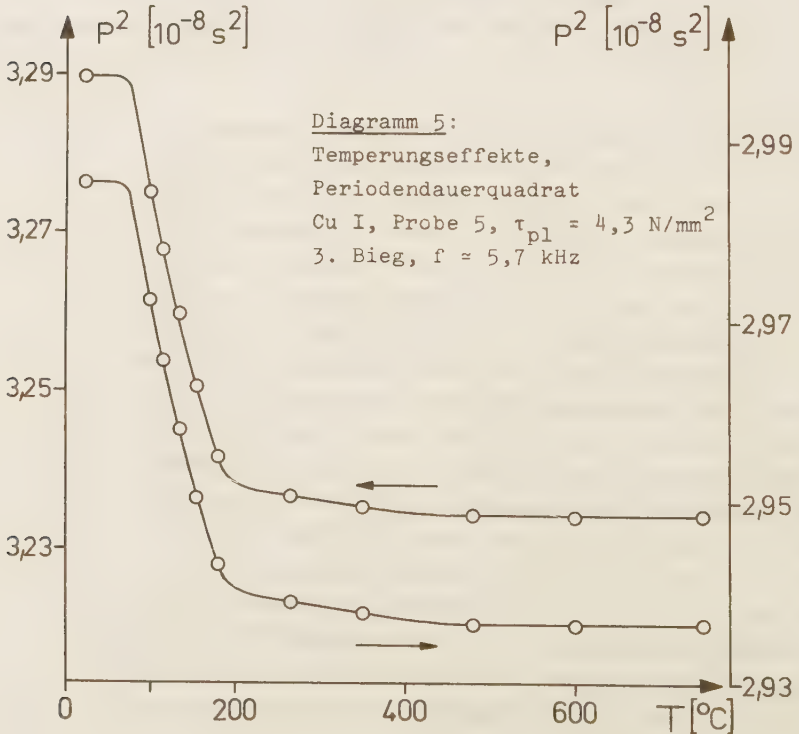
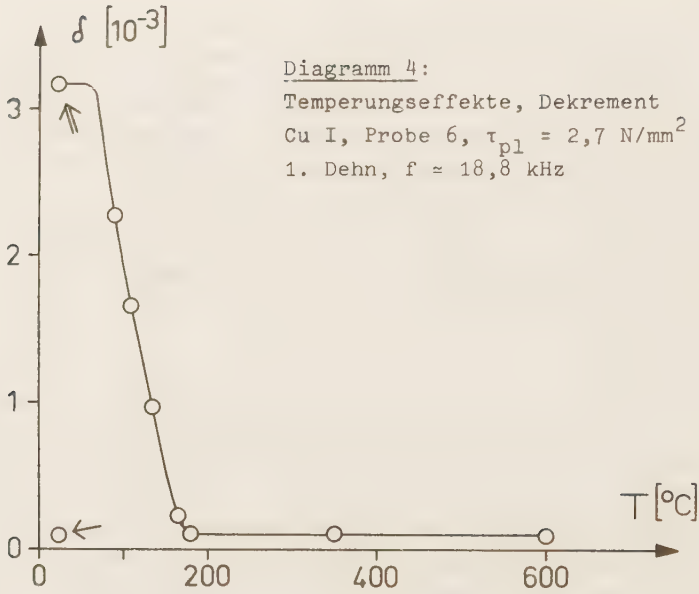
9 Ergebnisse und Diskussion: Temperungseffekte

In diesem Kapitel werden Temperungseffekte diskutiert, d.h. die durch Temperung bei der Temperatur T verursachten Änderungen der bei Zimmertemperatur gemessenen Dekremente und Periodendauern. Das beobachtete Verhalten war grundsätzlich bei allen Frequenzen gleich, und im folgenden werden Kurvenbeispiele verschiedener Schwingungsmoden gegeben.

Cu_I_

Diagramm 4 und 5 zeigen das gemessene Dekrement δ und das Quadrat der gemessenen Periodendauer P als Funktion der Anlaßtemperatur für je eine Probe aus Cu I. Diagramm 5 enthält zwei Kurven, weil es bei Biegeschwingungen zwei konjugierte Schwingungsrichtungen gibt. Wegen des Frequenzunterschiedes wurden zwei P^2 -Achsen gezeichnet. Die beiden Pfeile geben die Zuordnung an und nicht etwa einen unterschiedlichen Durchlaufungssinn. Der Nullpunkt in P^2 ist weit unterdrückt.

Das generelle Verhalten: Das Dekrement (Diagramm 4) steigt von seinem Wert im unverformten Zustand (Pfeil) durch die plastische Verformung stark an, nämlich zu dem mit dem Doppelpfeil bezeichneten Wert im verformten ungetemperten Zustand (beide bei Zimmertemperatur eingezeichnet). Dieser letztere Wert ist sechs Tage nach der plastischen Verformung gemessen, d.h. er hat bereits eine teilweise Erholung bei Zimmertemperatur erfahren. Durch die schrittweisen Temperungen wird das Dekrement dann stark reduziert. Es durchläuft zwischen etwa 70 und 180°C eine klare Erholungsstufe und bleibt nach noch höheren Temperungen unverändert auf einem Wert, der gut mit dem im unverformten Zustand übereinstimmt. Die Dekremente im unverformten und im stark getemperten Zustand der Cu I-Proben waren die kleinsten in dieser Arbeit gemessenen Dekremente und stimmten bei den verschiedenen Proben recht gut überein, bei gleicher Frequenz miteinander verglichen. Dies und ihr Gang von Schwingungsmodus zu Schwingungsmodus,



der sich von dem der verformten und schwach getemperten Probenzustände deutlich unterschied, waren die Ursache für die Interpretation, diese Dekremente als nicht-versetzungsbedingte Untergrunddämpfung anzusehen (vgl. Seite 9 und 10).

Der reziproke Modul verhält sich ähnlich wie die Stabdämpfung: Das Periodendauerquadrat (Diagramm 5) durchläuft eine Erholungsstufe und geht gegen einen Grenzwert. Allerdings findet man hier, im Gegensatz zum dargestellten Dekrement, zwischen etwa 180 und 450°C eine kleine zusätzliche Erholungsphase. Das Periodendauerquadrat des unverformten Zustandes ist nicht angegeben. Es besitzt wegen der mit der plastischen Verformung verbundenen Geometrie- und Orientierungsänderungen keinen Aussagewert.

Der jeweils erste Kurventeil zwischen dem verformten Zustand und der ersten Temperung ist etwas willkürlich gezeichnet. Die Berechtigung dazu wurde dem schon in Kap. 2 erwähnten anderen Experimenttyp entnommen, in dem Cu I-Proben mit etwa 150 Grad pro Stunde aufgeheizt und dabei kontinuierlich bei der erhöhten Temperatur in situ gemessen wurden. Dabei wurde auch die große Erholungsstufe durchlaufen, und es zeigte sich, daß die anelastischen Größen zwischen Zimmertemperatur und dem Beginn der Erholungsstufe nahezu konstant blieben. In jenem Experimenttyp fanden die Stabschwingungen im Vakuum statt, und es gab kein merkliches Untergrunddekrement. Die Messungen waren deshalb hinsichtlich kleiner Dekremente empfindlicher, und man konnte dort auch in der Dämpfung eine kleine zweite Erholungsphase oberhalb 200°C sehen. Nach dieser Abschweifung kehren wir jetzt zu den Zimmertemperaturmessungen an Luft zurück, in denen bei Cu I oberhalb 200°C keine klaren Dämpfungsänderungen beobachtet wurden.

Eine erste pauschale Interpretation der Kurven $\delta(T)$ und $P^2(T)$ im Licht der GL-Theorie:

Die Dekrementserhöhung durch plastische Verformung ist im Rahmen jeder Vorstellung, die die Anelastizität auf Versetzungen zurückführt, zunächst trivial. Die Einzelheiten dieses Vorganges werden in Kap. 11 diskutiert.

Das Erholungsverhalten von Dekrement und reziprokem

effektiven Modul, das bis 200°C nahezu abgeschlossen ist, könnte versuchsweise als Ausheilen der Versetzungen verstanden werden. Gegen diese Interpretation sprechen mehrere Gründe:

- 1) Wie später gezeigt wird, vergrößern sich Dekrement und reziproker Modul der beiden reineren Kupfersorten bei höheren Temperaturen wieder. Das ist schwierig zu erklären, wenn man ein vorheriges Ausheilen der Versetzungen annimmt.
- 2) Wie in Kap. 6 gesagt, verlieren die Proben bei mittleren Temperaturen ihre Härte nicht.
- 3) Es wurden an einer separaten, verformten Cu I-Probe Ätzgrübchenbeobachtungen auf einer $\{111\}$ -Seitenfläche durchgeführt. Aus Präparationsgründen mußte vor und nach jedem Tempersschritt so viel Material abgetragen werden, daß man nicht einzelne Versetzungen verfolgen konnte. Die Beurteilung des Gesamtbildes ergab: Nach einer 180°C -Temperatur war die Versetzungsstruktur gegenüber dem nicht getemperten Zustand unverändert. Eine Aussage über das Bild nach einer 400°C -Temperatur war nur weniger eindeutig möglich. Die Versetzungsstruktur war größtenteils unverändert, d.h. es waren nach wie vor Versetzungsaufstauungen sichtbar; daneben traten Bereiche auf, in denen die Ätzgrübchen, bei nahezu gleich gebliebener Dichte, statistisch verteilt waren, wo sich also Versetzungsaufstauungen aufgelöst hatten. Man kann von einer teilweisen Versetzungsumordnung sprechen.

Nach van Drunen und Saimoto /45/ beginnen Ausheilen der Versetzungen und Abnahme der Festigkeit bei etwa 300°C (ihre Proben waren wesentlich stärker verformt als unsere).

Richtiger erscheint eine Interpretation als Wechselwirkungseffekt zwischen Versetzungen und Punktfehlern: Im Gitter befindliche Punktfehler werden bei entsprechenden Temperaturen beweglich und wandern an die Versetzungen. Mit der Deutung, daß dies die mittlere Bogenlänge L reduziert (Seite 33, „harte Verankerung“), kann man nach den Niederfrequenzformeln der GL-Theorie (5.4 oder 5.6) zwanglos das Ausheilen von Dekrement und Moduldefekt erklären.

Um dies genauer zu studieren, ist in Diagramm 6 P^2 gegen

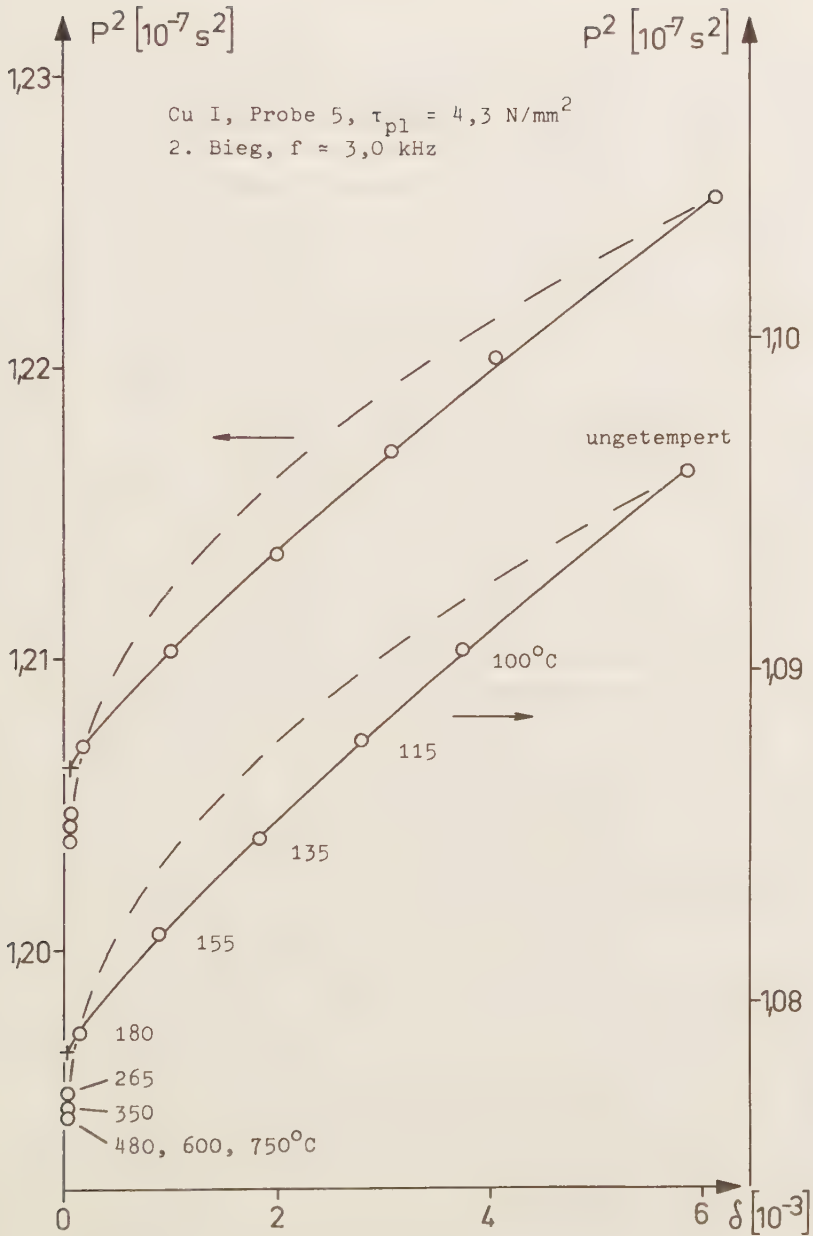


Diagramm 6:

Temperaturseffekte, Periodendauerquadrat gegen Dekrement

δ aufgetragen, und zwar diesmal für die zweite Biegeschwingung von Probe 5 in den beiden konjugierten Schwingungsrichtungen. Ausgehend vom verformten ungetemperten Zustand jeweils rechts oben nehmen durch die Temperungen Dekrement und Periodendauer ab, und man bewegt sich nach links unten. Die Anlaßtemperaturen (in $^{\circ}\text{C}$) sind nur bei der unteren Punktreihe angeführt. Der jeweils unterste Meßpunkt der beiden Reihen gilt für die drei höchsten Temperzustände ($480 - 750^{\circ}\text{C}$), bei denen sich die Meßwerte praktisch nicht mehr verändert haben.

Man erkennt deutlich die beiden Phasen der Erholung: Bis etwas mehr als 180°C nehmen sowohl P^2 als auch δ gleichmäßig ab, und die Punkte liegen jeweils auf einer leicht gekrümmten Kurve; bei höheren Temperungen folgt eine weitere P^2 -Abnahme mit höchstens geringfügiger δ -Änderung.

Für die Angabe eines Moduldefektes braucht man eine Bezugsgröße (siehe Kap. 7). Es soll die Überlegung verwendet werden, daß die Bezugsgröße für den Moduldefekt, der eine bestimmte anelastische Komponente beschreibt, gerade dann experimentell realisiert ist, wenn diese anelastische Komponente ausgeheilt ist. Entscheidend für die Wahl des Bezugsmoduls ist also, ob man einer in zwei Phasen durchlaufenen Kurve des Diagramms 6

1) eine einzige anelastische Ursache unterlegt, oder ob man 2) den beiden Phasen verschiedene Ursachen beimißt. Bei der ersten Interpretation liefert der jeweils unterste Meßpunkt ($480 - 750^{\circ}\text{C}$) den jeweiligen Bezugsmodul. Bei der zweiten Interpretation stellt man sich auf den rein empirischen Standpunkt, daß bis etwa 180°C ein einheitlicher Ausheilprozeß beobachtet wird, der im P^2 - δ -Diagramm durch eine einfache Kurve beschrieben wird, und daß man den Bezugsmodul durch Extrapolation dieser Kurve auf verschwindendes Dekrement erhält, unabhängig davon, was bei noch höheren Temperungen geschieht.

Es werden die Dekremente der hochgetemperten Zustände als Untergrunddämpfung δ' betrachtet, und der rein versetzungsbedingte Anteil ist dann $\delta_D = \delta - \delta'$. Die eben

erwähnte Extrapolation geht also nicht nach $\delta = 0$, sondern nach $\delta_D = 0$.

Die leicht gekrümmten, durchgezogenen Kurven in Diagramm 6 haben die analytische Form $P^2 = A_1 + A_2 \cdot (\delta - \delta')^{0,85}$. Der jeweilige Extrapolationspunkt $P^2 = A_1$, $\delta = \delta'$ ist in beiden Fällen als Kreuz eingezeichnet. Er bildet in der Interpretation 2) den anelastischen Nullpunkt, während bei der Interpretation 1) der Hochtemperaturpunkt (480 - 750°C) den anelastischen Nullpunkt bildet.

Die in Diagramm 6 gezeigten Kurven sind für Cu I typisch. Der Exponent für optimale Anpassung, in diesem Beispiel 0,85, liegt allgemein zwischen 0,8 und 0,9. In manchen Fällen, allerdings in solchen erhöhter relativer Meßunsicherheit (wegen der Kleinheit der auftretenden Effekte), geht er bis 1 und sogar etwas darüber.

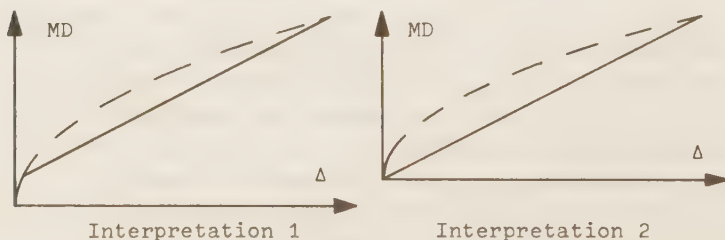
Die Wahl des Bezugspunktes wirkt sich natürlich auf die Größe des Moduldefektes aus. Für den MD des ungetemperten Zustandes, der in den weiteren Kapiteln diskutiert wird, ist dieser Einfluß vergleichsweise gering, da die Differenz der beiden möglichen Bezugspunkte klein ist gegenüber ihrem Abstand zum ungetemperten Punkt. Es sei der Moduldefekt des verformten ungetemperten Zustandes in der Interpretation 1) mit $MD_H = (P^2 - P_H^2)/P_H^2$ bezeichnet, da er sich auf den hochgetemperten Zustand bezieht; der in der Interpretation 2) sei mit $MD_E = (P^2 - P_E^2)/P_E^2$ bezeichnet, da er sich auf den extrapolierten Wert bezieht. Für die Kurven des Diagramms 6 ist: $MD_H/MD_E = 1,12$. Im Mittel aller auf diese Art untersuchten Cu I-Proben ist: $MD_H/MD_E = 1,13$, wobei die auftretenden Schwankungen um diesen Wert statistischer Natur sind und z.B. keine Frequenzabhängigkeit erkennbar ist.

Vom Moduldefekt des ungetemperten Zustandes gehen wir wieder zum gesamten Kurvenverlauf zurück und vergleichen ihn mit den Aussagen der GL-Theorie. Wenn der Ausheilvorgang, wie weiter oben gesagt, durch eine Verminderung von L (oder allgemein durch einen K-Prozeß) zustande kommt, dann muß im MD- Δ -Diagramm und damit auch im P^2 - δ -Diagramm

nach Kap. 5 eine liegende Parabel durchlaufen werden.
(Wegen der Kleinheit der Moduldefekte ($\leq 0,03$) braucht bei Cu I nicht zwischen Δ und δ_D unterschieden zu werden;
 $\Delta = (1 + MD) \cdot \delta_D$.)

Dies ist offensichtlich in Diagramm 6 und ebenso bei allen anderen Cu I-Kurven nicht der Fall. Zum Vergleich sind als gestrichelte Kurven liegende Parabeln $P^2 - P_H^2 \propto \sqrt{\delta_D}$ eingezeichnet, die durch Anpassung in den jeweils ungetemperten Zustand führen, wobei als Nullpunkt der jeweils unterste Meßpunkt angenommen wurde (Interpretation 1). Legt man den Nullpunkt in den Extrapolationspunkt (Interpretation 2), so wird der Unterschied zwischen Parabel und Meßkurve noch größer.

Schematisch lassen sich die beiden Varianten in der MD- Δ -Ebene folgendermaßen darstellen:



wobei der Einfachheit halber der leicht gekrümmte Kurvenverlauf $\delta_D^{0,85}$ durch eine Gerade angenähert wurde.

Bei der Interpretation 2 läuft man also auf einer von der Parabel getrennten Kurve in den anelastischen Nullpunkt, und die bei noch höheren Temperaturen zusätzlich stattfindenden Moduländerungen werden als unabhängiger Prozeß betrachtet. Bei der Interpretation 1 entfernt man sich zunächst auch von der Parabel, erreicht sie dann aber wieder, und die zweite Phase der Erholung läßt sich zwanglos als das letzte steile Stück einer GL-Parabel deuten. Die Frage, ob dieses letzte Stück tatsächlich zu der Parabel gehört, auf der der Startpunkt liegt, kann bei den gegebenen Meßpunkten nicht entschieden werden.

Die Parabelformel 5.5 wurde mithilfe der Niederfrequenz-

näherung der GL-Theorie gewonnen. Wenn man die entsprechende Kurve mit den exakten Ausdrücken der Theorie bildet, so erkennt man, daß die Parabel auch noch dann eine gute Näherung ist, wenn das theoretische Dekrement und der theoretische Moduldefekt selbst schon von den Niederfrequenzasymptoten abweichen. Dies gilt im Bereich solcher Δ/MD - Werte, die für diese Arbeit typisch sind (siehe die folgenden Kapitel) und für Exponentialverteilung. Für Deltafunktionsverteilung beginnen die Abweichungen ohnehin erst später.

Bei der Diskussion der Abweichungen von der Parabel muß auch die Rolle der Bogenlängenverteilung betrachtet werden. In der Parabelformel 5.5 treten das dritte und das fünfte Moment der Verteilungsfunktion auf. Man bleibt bei einem Verankerungsprozeß also nur dann auf der Parabel, wenn $\overline{x^3}^2 / \overline{x^5}$ konstant bleibt, d.h. allgemein, wenn der Verteilungstyp der gleiche bleibt.

Thompson und Holmes /46/ haben gezeigt, daß bei einem regellosen, statistischen Ausstreuen der Punktfehler auf die Versetzungen ein einmal vorhandener Exponentialverteilungstyp erhalten bleibt. Wenn man eine andere Ausgangsverteilung hat, so bedeuten zusätzliche statistische Ankerpunkte eine Änderung des Verteilungstyps, und zwar eine Annäherung an die Exponentialverteilung; denn man kann allgemein zeigen, daß bei hinreichend hoher Zahl statistischer Ankerpunkte immer eine Exponentialverteilung erreicht wird. Simpson und Sosin /47/ haben einen Extremfall betrachtet: Sie nehmen an, daß zu Beginn des Verankerungsprozesses eine Deltafunktionsverteilung vorliegt, die sich dann mit der statistischen Ankunft von Punktfehlern verbreitert. Wenn man die Formeln dieser Autoren auswertet, so sieht man, daß die zu erwartenden Abweichungen von der Parabel in derselben Richtung wie die tatsächlich beobachteten liegen, jedoch nicht groß genug sind, um die auftretenden Effekte zu erklären. Außerdem liegt in unserem Experiment sicher nicht der ungünstigste Fall vor, daß man die Verankerung bei einer Deltafunktionsverteilung startet; denn zum einen haben die Bögen des Versetzungs-

netzwerks selbst vermutlich eine endliche Längenverteilung, und zum anderen tragen sie sechs Tage nach der plastischen Verformung sicher schon statistisch verteilte Ankerpunkte (auf die aus der Literatur bekannte Erholung bei Zimmertemperatur, die als Verankerung durch Punktfehler gedeutet wird, wurde schon hingewiesen, auch auf die Tatsache, daß aus MHz-Untersuchungen bevorzugt auf eine Exponentialverteilung geschlossen wird). Man kann also annehmen, daß zu Beginn der Temperungen bereits näherungsweise eine Exponentialverteilung vorliegt, so daß dann aus Gründen der Bogenlängenverteilung höchstens geringfügige Abweichungen zu erwarten sind.

Die beobachteten Erholungskurven lassen sich im Rahmen der GL-Theorie offensichtlich nicht mit einem reinen K-Prozeß erklären. Man muß vielmehr annehmen, daß die ankommenden Punktfehler auch die Reibung der Versetzungsbewegung beeinflussen. Nach Formel 5.5 bedeutet eine Abweichung von der liegenden Parabel nach unten oder besser nach rechts, d.h. ein Übergang auf eine tiefer liegende Parabel, eine Vergrößerung der Reibungskonstanten B.

Wenn man im Rahmen der Interpretation 2 annimmt, daß man sich auf einer Geraden in den anelastischen Nullpunkt bewegt, so ist bei diesem Prozeß der Quotient Δ/MD konstant. Damit ist nach Kap. 5 $\mu = L^2 B \omega / 2C$ konstant, und der Vorgang läßt sich beschreiben als gleichzeitige Verringerung von L und Vergrößerung von B, wobei die Größe $L^2 B / C$ gleich bleibt. Die beobachteten Kurven bei Cu I waren nicht Geraden, sondern hatten eine leichte Krümmung, was einer leichten Variation dieses Produktes gleichkommt.

Bei der Interpretation 1 nähert sich die durchlaufene Kurve bei 180°C noch vor Erreichen des anelastischen Nullpunktes wieder der Parabel an, d.h. in dieser Sicht muß es nach einer anfänglichen Vergrößerung von B schließlich wieder eine Verringerung etwa auf den ursprünglichen Wert geben (etwa dadurch, daß Punktfehler zunächst im Fernfeld die Versetzungsbewegung dämpfen, bevor sie dann in den Versetzungskern fallen), und der letzte Teil der Kurve, die zweite Erholungsphase, wird dann als normaler K-Pro-

zeß durchlaufen, entweder als weitere Verankerung durch harte Punktfehler oder durch Änderung der inneren Spannungen infolge von Versetzungsumordnungen, was in Kap. 5 auch zu den K-Mechanismen gezählt wurde.

Im Rahmen der Interpretation 2 müßte man die kleine zweite Erholungsphase oberhalb 200°C separat erklären. Dafür einen vernünftigen anelastischen Erholungsprozeß zu finden, erscheint schwierig. Man könnte eventuell an eine direkte Beeinflussung des effektiven Moduls durch Punktfehler denken, oder an die Möglichkeit, daß Umordnungen von Versetzungen zu kleinen Gitterverkipnungen führen und damit den rein elastischen Modul ändern.

Abschließend sei erwähnt, daß die durch das Eigengewicht des Stabes verursachten statischen Spannungen auf die Meßergebnisse der Cu I-Proben keinen Einfluß hatten, wie sich aus Versuchen mit unterschiedlichen Stablagerungsbedingungen ergab.

Cu II

Bei den beiden reineren Kupfersorten wird auch zwischen etwa 70 und 180°C die große Erholungsstufe durchlaufen. Daneben gibt es Unterschiede zum Verhalten von Cu I:

1) Sowohl im unverformten als auch im getemperten Zustand wurden nicht die kleinen Dämpfungswerte wie bei Cu I-Proben erreicht. Da man voraussetzen kann, daß die apparativen und thermoelastischen Stördämpfungen nicht von der Reinheit des Materials abhängen und nach wie vor durch die bei Cu I-Proben gemessene „Untergrunddämpfung“ repräsentiert sind, werden zur Bildung des rein versetzungsbedingten Differenzdekrement δ_p auch bei den reineren Kupfersorten die bei Cu I-Proben erhaltenen Untergrund-Dämpfungswerte verwendet. Ihre quantitative Bedeutung ist hier allerdings noch geringer, da insgesamt die gemessenen Dekremente erheblich höher liegen als bei Cu I.

2) Dekrement und Periodendauer bleiben nach der großen Erholungsstufe nicht auf niedrigen Werten, sondern steigen noch einmal an.

Das Verhalten von Cu II ist in Diagramm 7 gleich in

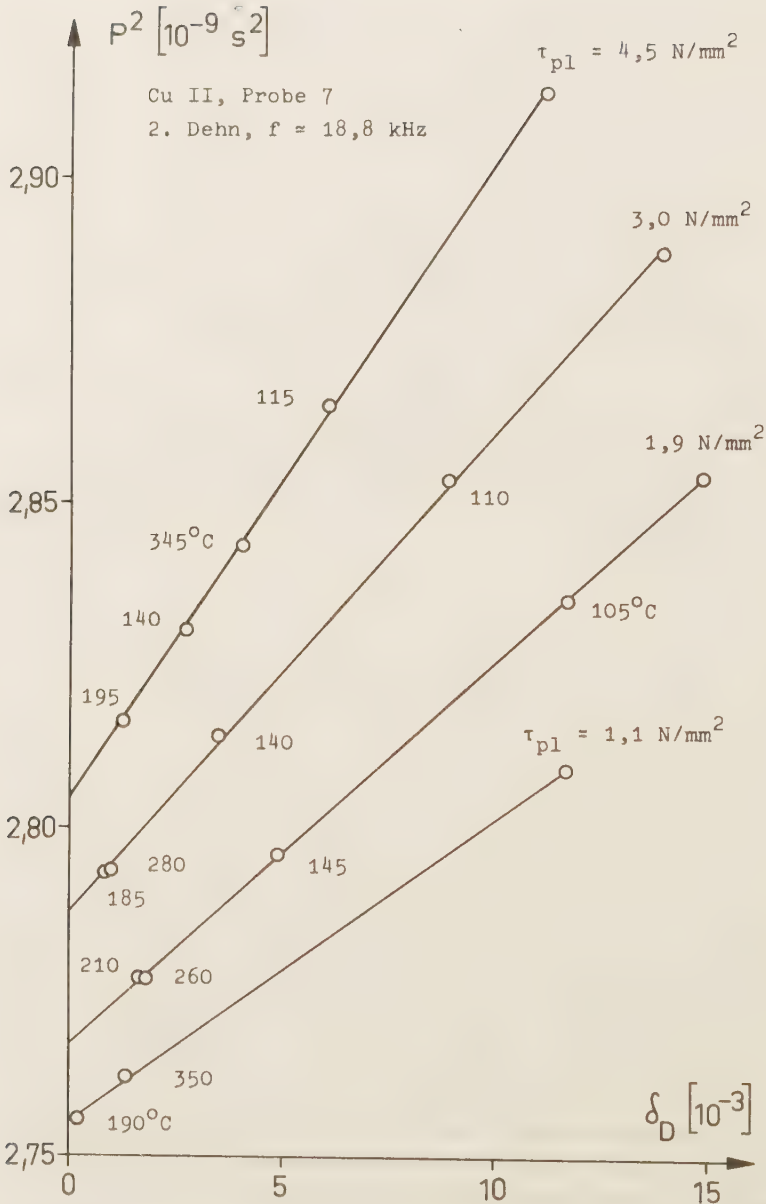


Diagramm 7:

Temperungseffekte, Periodendauerquadrat gegen Dekrement

einer $P^2-\delta_D$ -Darstellung gezeigt, und zwar für die zweite Dehnungsschwingung in allen vier Verformungszuständen. Die durchlaufenen Kurven sind jetzt Geraden, ein nicht als gravierend angesehener Unterschied zu dem leicht gekrümmten Verlauf bei Cu I. Die Extrapolation zur Ordinate, d.h. zum Wert $\delta_D = 0$, liefert den jeweiligen Bezugspunkt zur Moduldefektbildung nach Interpretation 2. Daß die Extrapolationspunkte für die vier Verformungszustände auseinanderfallen, liegt an der bei jeder Verformung stattfindenden Längenzunahme des Stabes (die Länge wirkt sich nach Formel 3.1 auf die Periodendauer aus). Das Verhalten bei höheren Temperaturen wurde an dieser Probe nicht intensiv studiert, aber man kann den Unterschied zu Cu I in Diagramm 7 schon deutlich erkennen. Eine ausführlichere Diskussion wird bei Cu III stattfinden.

3) Als dritten Unterschied kann man der oben begonnenen Aufzählung anfügen, daß bei den reineren Cu-Sorten die durch das Eigengewicht des Stabes verursachten Spannungen eine Rolle spielen. Dies sei an einer der beiden 3. Biegeschwingungen der Probe 7 in einem Verformungszustand gezeigt: Diagramm 8. Die 3. Biegeschwingung besitzt vier Schwingungsknoten; man kann also bei symmetrischer Stablage mit zwei unterschiedlichen Drähtchenabständen arbeiten. Zudem kann man den Stab um 180° um seine Längsachse drehen, so daß es insgesamt für jede der beiden konjugierten Biegeschwingungen vier verschiedene Lagerungsmöglichkeiten gibt. Wie man an Diagramm 8 sieht, fallen in den getemperten Zuständen die jeweiligen vier Meßwerte in systematischer Weise auseinander. Die Zuordnung zu den bestimmten Lagerungsbedingungen ist reproduzierbar: Wenn man nach den vier Messungen wieder den ersten Lagerungszustand herstellt, kehren die Meßgrößen wieder nahezu in den ersten Punkt zurück. In den ungetemperten verformten Materialzuständen tritt dieser Effekt nicht auf. Bei einer entsprechenden Viererreihe sind die dort zu beobachtenden Änderungen geringer und haben statistischen Charakter, d.h. sie zeigen in der Mehrzahl der Fälle nicht die bei den getemperten Zuständen erkennbare Vorzugsrichtung.

Die Deutung dieser Lagerungsabhängigkeit: Die durch

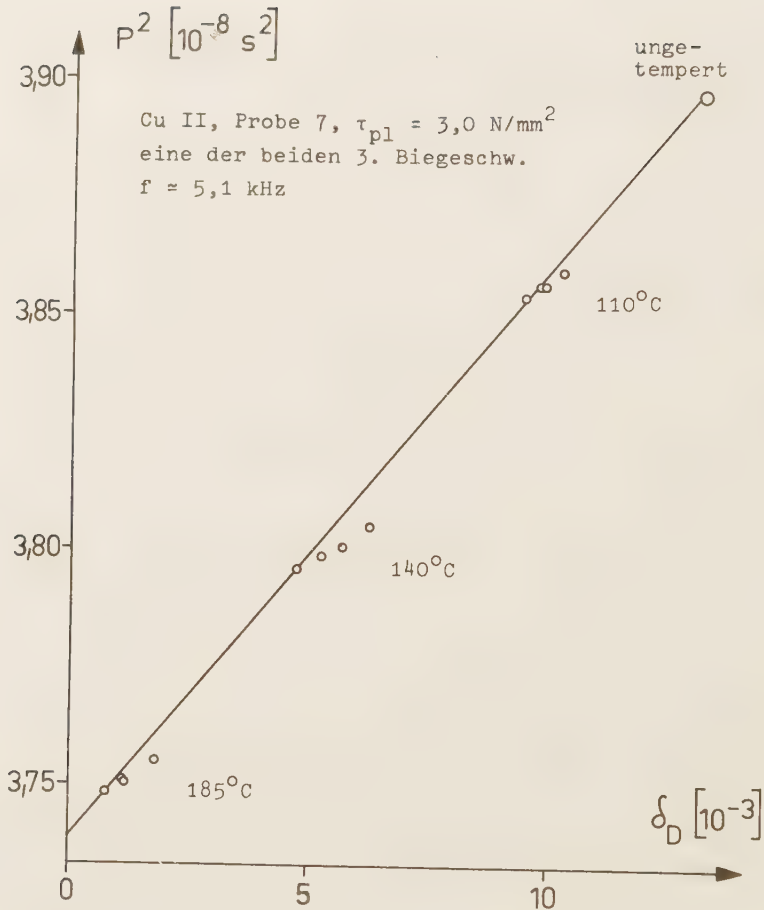


Diagramm 8:

Temperungseffekte, Periodendauerquadrat gegen Dekrement

das Eigengewicht des Stabes verursachten Spannungen (Kap. 3) üben auf die Versetzungen Kräfte aus und bringen sie dazu, teilweise von den Punktfehlern loszureißen. Dabei wird das Umgekehrte wie bei der Temperung erreicht, die Versetzung entfernt sich nämlich von einem Teil ihrer angelagerten Punktfehler, und Dekrement und reziproker Modul steigen an. Wird der Stab wieder in den Ursprungszustand gebracht, so gehen die Versetzungen zu den Punkt-

fehlern zurück.

Lenz et al. /48/ haben ein ähnliches Verhalten in Experimenten beobachtet, bei denen sie künstlich eine gleichmäßige äußere Spannung an die Probe legten (siehe auch /84/; andererseits fand Baker /49/ in einer entsprechenden Untersuchung bei Cu keinen Effekt). Daß das Eigengewicht der Probe selbst einen Einfluß auf die Messung haben könnte, ist bei der Besprechung experimenteller Ergebnisse in der bisherigen Literatur nicht diskutiert worden. Allerdings sind die Proben meistens kürzer als die hier benutzten, vor allem bei Ultraschallexperimenten.

Wenn man sich für die Größe der auftretenden Spannungen interessiert, muß man die Normalspannung der Formel 3.5 mit dem Schmidfaktor in die Schubspannung im Gleitsystem umrechnen. Man kommt so zu einem maximalen Wert von etwa $1/8$ der kritischen Schubspannung.

Bei der genauen Diskussion dieses Phänomens muß man bedenken, daß es nicht auf den Vergleich des statischen Spannungszustandes im Experiment mit dem spannungslosen Zustand ankommt, sondern auf den mit dem Spannungszustand bei der Temperung; denn die Punktfehler sind an einen Ort gewandert, an dem sich die Versetzung bei der Temperung befand. Die Proben lagen hierbei zwar auf einer ebenen Fläche, lagen aber wegen der Verdickungen an den Enden sicher nicht spannungsfrei, sondern in der Mitte „durchhängend“. Für die Auswirkungen auf das Experiment spielen also der Spannungszustand bei der Temperung und der bei der Stablagerung im Experiment eine Rolle, als dritter Einfluß kommt die Spannungsverteilung der messenden Stabschwingung hinzu.

Mit diesen Vorstellungen konnte man die auftretenden Erscheinungen i.a. qualitativ gut verstehen, z.B. die Frage, bei welchem Lagerungszustand das kleinste und das größte Dekrement auftritt. Wie zu erwarten, zeigte von den beiden jeweils konjugierten Biegeschwingungen diejenige die größeren Variationen (diese ist auch in Diagramm 8 gezeigt), die der Position entspricht, in der die Probe getempert wurde. Dehnungsschwingungen sollten geringere Variationen aufweisen als Biegeschwingungen,

da bei ihnen eine andere Spannungsverteilung über den Stabquerschnitt vorliegt als bei der für den Effekt verantwortlichen Biegung. Dies wurde nicht ausführlich getestet, da höhere Dehnungsschwingungen mit einer ausreichenden Knotenzahl nicht zur Verfügung standen.

In einem speziellen Versuch wurde eine Probe auf zwei Drähtchen liegend getempert, deren Abstand auf einen bestimmten Knotenabstand einer bestimmten Biegeschwingung eingestellt war. Bei der nachfolgenden Messung dieser Biegeschwingung hatte dann, wie erwartet, von den möglichen Lagerzuständen genau derjenige das geringste Dekrement, der der Lagerung bei der Temperung entsprach.

Die Abhängigkeit von der Stablagerung bringt es mit sich, daß für die getemperten Zustände, streng genommen, keine eindeutigen Meßgrößen angebbar sind. Ideal wäre es, die Probe allgemein im Spannungszustand der Temperung, d.h. ohne künstlich losgerissene Versetzungen, messen zu können. In Ermangelung dieses Meßwertes wurde generell der ihm am nächsten kommende, nämlich das geringste Dekrement (und die geringste Periodendauer) als Näherungswert genommen. In diesem Sinn sind auch die Punkte in Diagramm 7 und in den folgenden Cu III-Diagrammen zu verstehen. Welche der möglichen Lagerungsbedingungen das kleinste Dekrement liefert, konnte aus Zeitgründen an einem Meßtag nicht für alle Schwingungsmoden untersucht werden, sondern mußte in vielen Fällen aufgrund der oben angeführten allgemeinen Vorstellungen und durch Analogieschlüsse von einem Schwingungsmodus auf den anderen vermutet werden.

Im Zusammenhang dieser Betrachtungen kommt es nicht so sehr auf die Größe der einzelnen Meßwerte an, sondern mehr auf die Frage, in welcher Kurve man sich bei einem Temperungszyklus auf den anelastischen Nullpunkt zu bewegt. Würden die verschiedenen Meßpunkte eines Temperzustandes alle auf dieser Kurve liegen, wäre die Mehrdeutigkeit ohne Belang. Wie man an Diagramm 8 sieht, ist dies nicht der Fall. Durch die Punkte mit dem jeweils kleinsten Dekrement kann man gut eine gemeinsame Gerade

ziehen. Von ihr wird angenommen, daß sie generell den Temperungsverlauf wiedergibt und bei Extrapolation den Bezugsmodul liefert. Die Meßpunkte der stärker losgerissenen Zustände weichen geringfügig, aber in der Tendenz klar erkennbar, von dieser Geraden ab. Das Losreißen unter der statischen Spannung des Stabgewichtes bedeutet also nicht exakt das Gegenteil der Temperungswirkung.

Mögliche Gründe dafür könnten sein, daß das Losreißen nicht statistisch erfolgt und deshalb zu einer Änderung der Bogenlängenverteilung führt (der Losreißprozeß beginnt bei solchen Versetzungsbögen, die ohnehin schon große Länge haben) oder daß es wegen der stark variierenden Größe der Spannungen im Stab nicht homogen stattfindet.

Es könnten auch andere Gründe für die Abweichung von der Geraden maßgebend sein. Wenn man durch die vier Meßpunkte eines Temperungszustandes eine Ausgleichsgerade legt und ihre Steigung mit der der Gesamtgeraden vergleicht, so ergibt sich im Mittel für die drei Gruppen des Diagramms 8 ein Verhältnis von 0,54, d.h. die mikroskopische Steigung in einem Temperungszustand ist etwa halb so groß wie die makroskopische Steigung der Gesamtgeraden. Das legt den Gedanken nahe, daß man sich beim Losreißen auf einem kleinen Parabelstück bewegt, daß also beim Losreißen ein reiner K-Prozeß stattfindet; denn: wenn man vom Nullpunkt ausgehend eine Gerade und eine liegende Parabel zum Schnitt bringt, so ist die Steigung der Parabel im Schnittpunkt halb so groß wie die Steigung der Geraden.

Diese Interpretation würde bedeuten, daß die Versetzung beim Losreißen nur die harten Ankerpunkte zurückläßt, die dämpfenden Punktfehler aber mitnimmt (B bleibt konstant). Zu diesem Bild sei gleich einschränkend erwähnt, daß bei Cu III die Ergebnisse weniger einheitlich sind und das Steigungsverhältnis näher an 1 liegt, d.h. die Abweichung von der Geradensteigung wird geringer. Die Stärke der Lagerungsabhängigkeit, d.h. die Variationsbreite in Dekrement und Periodendauer, ist übrigens bei Cu III größer als hier.

Daß die Lagerungsabhängigkeit im verformten ungetem-

perten Zustand nicht auftritt (dies ist auch bei Cu III der Fall), liegt offenbar daran, daß in diesem Zustand die Versetzungen nur stark gebundene Punktfehler tragen und (oder) solche, die bei Zimmertemperatur beweglich sind und der Versetzung bei ihrer durch die statische Spannung verursachten Bewegung folgen können.

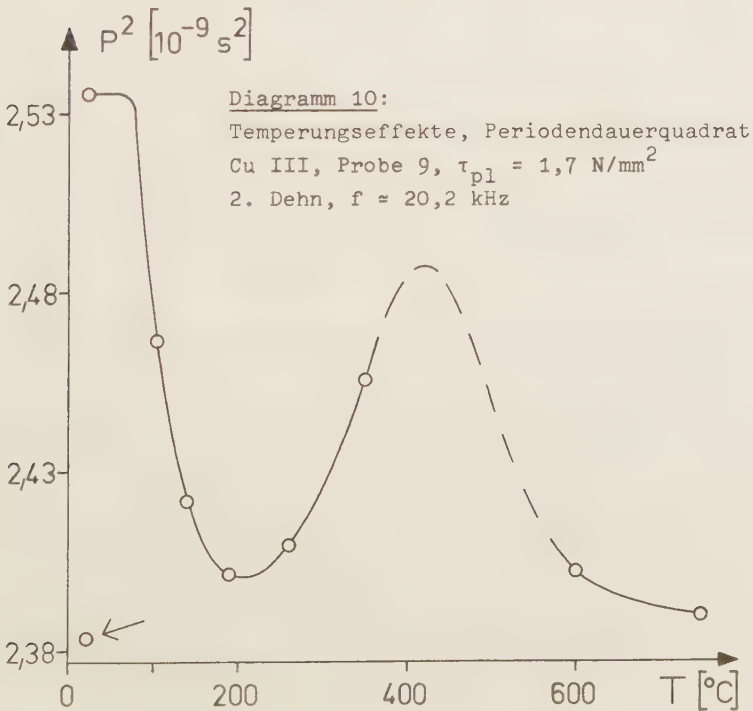
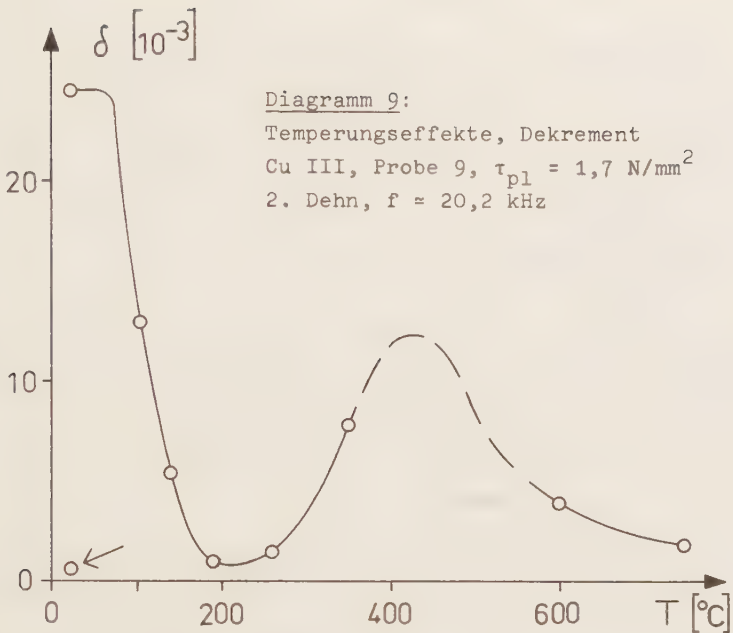
Es wurde hier nur von Losreißprozessen gesprochen. Nach Kap. 5 sollten Spannungen auch direkt, ohne Losreißen der Versetzungen von Punktfehlern, auf die anelastischen Größen einwirken. Nach Alefeld /50/ ist jedoch im Saitenmodell der direkte Einfluß gegenüber den Losreißeffekten zu vernachlässigen; im Kinkenmodell ist dies nicht der Fall, doch sollten dort im direkten Effekt die beiden anelastischen Größen mit zunehmender Spannung abnehmen, was in unseren Experimenten nicht gefunden wurde.

Cu_III_

Diagramm 9 und 10 zeigen Dekrement und Periodendauerquadrat einer Cu III-Probe in Abhängigkeit von der Anlaßtemperatur.

Diesmal ist auch das korrigierte Periodendauerquadrat des unverformten Zustandes mit eingetragen (Pfeil, Diagramm 10). Korrigiert wurde es in Hinsicht auf die Unterschiede in der Stabgeometrie zwischen beiden Zuständen, wobei die Verdickungen an den Stabenden als Zusatzmassen im Sinne der Korrekturformel 3.2 angesehen wurden. Dies ist sicher nur näherungsweise richtig, weil die Verdickungen sich nicht exakt an den Stabenden befinden, sondern sich über einen endlichen Bereich erstrecken. Daher erscheint dieses Vorgehen nur bei geringen plastischen Dehnungen (sowie geringer Orientierungsänderung) und großen anelastischen Moduländerungen sinnvoll, wie sie gerade bei dieser Cu III-Probe vorliegen. Der Einfluß der Orientierungsänderung über den rein elastischen Modul wurde vernachlässigt. Berücksichtigt man ihre rechnerische Größe, so muß der Punkt geringfügig tiefer liegen.

Die Kurven zeigen die schon bekannte Erholungsstufe



bis etwa 180°C , steigen dann aber wieder an, wie schon bei Cu II erwähnt, und fallen schließlich nach Durchlaufen eines Maximums ab.

Bei der Probe 9 wurde zwischen 350 und 600°C kein weiterer Temperschritt gemacht. Der zur Vervollständigung in diese Lücke gestrichelt eingezeichnete Verlauf entspricht dem bei diesen Temperaturen beobachteten Verhalten der anderen Cu III-Probe.

Der Wiederanstieg der beiden anelastischen Größen oberhalb 200°C läßt sich verstehen als eine Abnahme der Zahl der Punktfehler an den Versetzungen. Über eine solche „Entankerung“ wird in der Literatur in Zusammenhang mit Bestrahlungsexperimenten berichtet (z.B. /33,51/). Gründe für einen solchen Vorgang können u.a. sein:

- a) die Punktfehler „verdampfen“ zurück ins Gitter;
- b) sie laufen an der Versetzung entlang zu den Netzwerkknoten und bleiben dort oder gehen von dort ins Gitter zurück;
- c) sie laufen an der Versetzung entlang und bilden cluster miteinander;
- d) sie werden an der Versetzung annihiliert oder von der Versetzung durch einen Kletterprozeß verschluckt.

Der Abfall bei noch höheren Temperaturen dürfte dann auf Veränderungen der Versetzungen selbst zurückzuführen sein.

Die bei hohen Temperaturen auftretenden Effekte wurden nur an wenigen Proben untersucht.

In Diagramm 11 ist nun P^2 gegen δ_D aufgetragen. Das erhaltene Bild ist typisch für Cu III.

In der ersten großen Erholungsphase wird wieder eine Gerade durchlaufen. Bei den weiteren Temperaturen wird eine große Schleife beschrieben, an deren Ende man deutlich unterhalb der ursprünglichen Geraden ankommt. Bedenkt man noch die Lage des korrigierten unverformten Zustandes (Pfeil), die mit dem Endstadium der Schleife gut übereinstimmt, so wird die Parallelität zum Verhalten der Cu I-Proben deutlich: Die nach hohen Temperaturen erreichte Periodendauer liegt unterhalb des Extrapolationswertes der ersten Erholungsstufe.

Die Extrapolation der Geraden liefert den Bezugspunkt P_E^2 zur Moduldefektbildung nach Interpretation 2. Wenn man

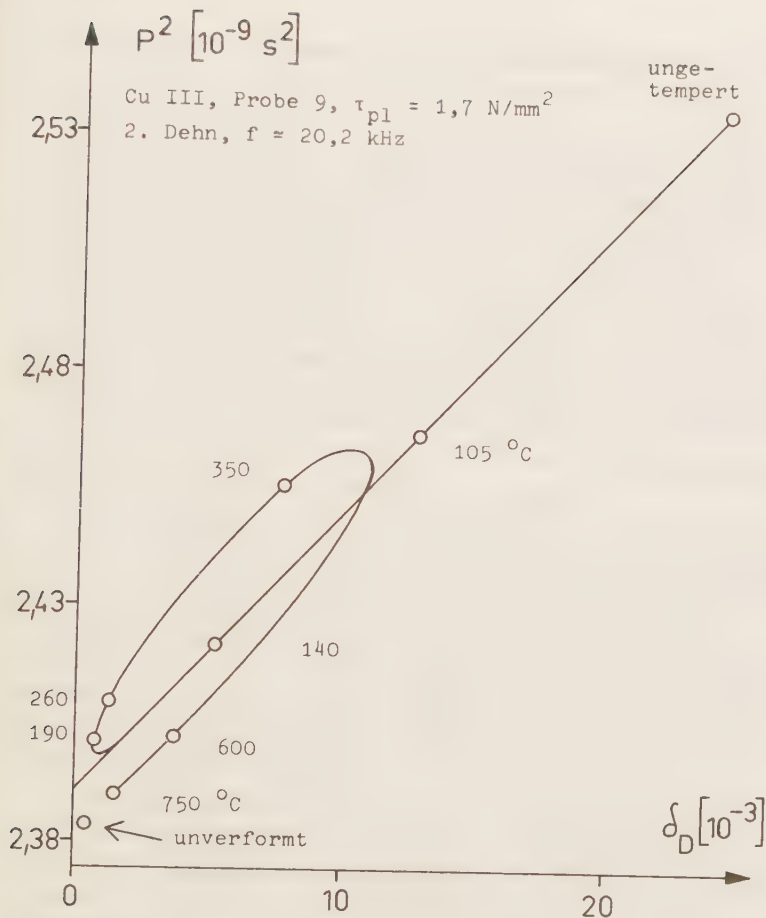


Diagramm 11:

Temperungsseffekte, Periodendauerquadrat gegen Dekrement

durch die Punkte 600, 750°C und den Punkt des unverformten Zustandes eine Gerade zeichnet und zur Ordinate hin verlängert, so erhält man den Bezugspunkt P_H^2 . Das Verhältnis der beiden Moduldefekte des verformten ungetemperten Zustandes in Diagramm 11 ist: $MD_H/MD_E = 1,07$. Der Mittelwert aus allen Cu III-Messungen, bei denen eine MD_H -Bestimmung möglich war, ist: $MD_H/MD_E = 1,12$. Das stimmt recht gut mit der an Cu I gefundenen Zahl über-

ein. Allerdings findet man hier bei Cu III größere Schwankungen um diesen Wert.

Bei der bisherigen Diskussion des Cu II- und Cu III-Verhaltens wurde (wie bei Cu I) auf eine Korrektur des gemessenen Dekrementes δ_D mit dem Moduldefekt zur Erlangung des Dekrementes Δ verzichtet. Diese Korrektur bedeutet ein doppeltes Vorgehen (man muß zunächst die Diagramme zeichnen, um einen Moduldefekt zu gewinnen, und sie dann mit dem korrigierten Dekrement erneut zeichnen) und hat auf die Form der durchlaufenen Kurven und auf die Extrapolationswerte einen vernachlässigbaren Einfluß.

Gemeinsame Diskussion

Die Frage, welche Punktfehler bei welcher Temperatur im Festkörper wandern, ist seit Jahren Gegenstand vieler Untersuchungen und Diskussionen (siehe z.B. /52/). Im Rahmen der allgemeinen Nomenklatur kann man die in dieser Arbeit beobachtete große Erholungsstufe zwischen etwa 70 und 180°C der sog. Stufe IV zuordnen.

In einem Teil der veröffentlichten Arbeiten wird die Erholung in Stufe IV der freien Wanderung von Einzelleerstellen zugeschrieben (z.B. /53/; alle zitierten Arbeiten beziehen sich auf Cu, sofern sie nicht allgemeine Aussagen enthalten). Dementsprechend deuten in Anelastizitätsexperimenten einige Autoren Verankerungseffekte in diesem Temperaturbereich als durch freie Leerstellenwanderung verursacht (z.B. /54,61/).

Andererseits findet man die weitverbreitete Vorstellung (/55/), daß die Leerstellen schon bei geringeren Temperaturen wandern, nämlich in Stufe III.

Da allgemein akzeptiert ist, daß Eigenzwischengitteratome und Doppelleerstellen keine höhere Wanderungstemperatur haben als Einzelleerstellen, bleibt bei dieser zweiten Deutung für eine Versetzungsverankerung im Temperaturbereich der Stufe IV kein frei wandernder einfacher Defekt mehr übrig. Es kann vielmehr angenommen werden, daß die Wechselwirkung zwischen Eigenfehlstellen, vermutlich Leerstellen, und Fremdatomen die entscheidende Rolle spielt. Nach dieser

Vorstellung ist ein Teil der ursprünglich vorhandenen Leerstellen an im Gitter liegenden Fremdatomen ge-"trapped" und wird bei den entsprechenden Temperaturen von ihnen losgelassen, um dann an die Versetzungen zu gelangen. Arbeiten über Anelastizitätsexperimente, in denen Verankerungsstufen des fraglichen Temperaturbereiches in diesem Sinne gedeutet werden, siehe z.B. /57/.

Schließlich muß noch angeführt werden, daß in vielen Arbeiten auf die Deutung der gefundenen Verankerungsstufen überhaupt verzichtet wird, daß manche Autoren mit der Möglichkeit der Wanderung der Fremdatome selbst (mithilfe der Leerstellen) an die Versetzungen rechnen (z.B. /58/) und daß in einem Fall ein Abdampfen der Leerstellen von Clustern vorgeschlagen wird (/59/).

In den Messungen der vorliegenden Arbeit wurde im Durchlaufen der Haupterholungsstufe kein wesentlicher Unterschied zwischen den einzelnen Kupfersorten festgestellt. Wenn man z.B. die „Halbwertstemperatur“ ermittelt, d.h. den Darstellungen $\delta(T)$ (wie Diagramm 4 und 9) diejenige Temperatur entnimmt, bei der das Differenzdekrement δ_D auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes ausgeheilt ist, so findet man jeweils für die erste Dehnungsschwingung bei kleinen Verformungen einen Wert von etwa 130°C , der mit wachsender Verformung auf etwa 110°C abnimmt, und dies ohne systematische Variationen beim Vergleich der verschiedenen Materialien miteinander. Daraus könnte man zunächst folgern, daß Fremdatome beim Erholungsprozeß keine Rolle spielen.

Andererseits stellt man beim Vergleich der anelastischen Größen selbst deutliche Unterschiede zwischen den Kupfersorten fest: je reiner das Material, desto größer die Gefahr des Losreißen der Versetzungen von den Punktfehlern, sei es durch die Stabschwingung (Amplitudenabhängigkeit), sei es durch die mechanische Vorspannung (Stabgewicht). Es liegt also nach den Vorstellungen von Seite 34 und auch nach der später folgenden Diskussion der Verformungsabhängigkeit im unreineren Cu eine größere Konzentration von Punktfehlern, vermutlich Fremdatomen, an den Versetzungen vor.

Dies muß nicht bedeuten, daß die Fremdatome an die Versetzungen gewandert sind, sondern kann seine Ursache auch im umgekehrten Vorgang haben: Die Versetzungen haben am Ende der plastischen Verformung beim Zurückfahren der Kraft Orte minimaler Energie aufgesucht und sich dabei bevorzugt an Fremdatome angelagert. Wenn nun in Proben mit unterschiedlicher Punktdefektkonzentration an den Versetzungen der Erholungsprozeß beginnt, so muß, um gleiche relative Änderungen, z.B. Verdoppelung der Punktdefektkonzentration, zu erzeugen, im unreineren Material eine größere Anzahl von Punktfehlern zusätzlich an die Versetzungen wandern. Im Rahmen einer solchen Vorstellung kann also eine Gleichheit der relativen Erholungsverläufe mit einer Ungleichheit der Zahl der wandernden Punktfehler verbunden werden.

Es wurde gefunden, daß die Charakteristika der Ausheilstufe nur geringfügig vom Verformungsgrad abhängen. Da mit zunehmender Verformung die Gesamtlänge der Versetzungen ansteigt, muß deshalb für die Verankerung eine zunehmende Zahl von Punktfehlern zur Verfügung stehen. Es dürften also die bei der plastischen Verformung erzeugten Eigenpunktdefekte eine wichtige Rolle spielen. Insgesamt läßt sich das gefundene Verhalten mit der Vorstellung vereinbaren, daß die Zahl der wandernden Punktdefekte sowohl mit dem Fremdstoffgehalt als auch mit der plastischen Verformung zunimmt, d.h. man kann an Fremdatom-Leerstellen-Komplexe denken, von denen die Leerstellen beim Tempern abdampfen, oder eventuell an eine durch Eigenfehlstellen unterstützte Wanderung der Fremdatome selbst.

Nach dem Durchlaufen der großen Erholungsstufe gibt es zwischen den Kupfersorten erhebliche Unterschiede: Bei den reineren Materialien erhöhen sich die anelastischen Größen wieder, was mit einer Abnahme der Punktdefektkonzentration an den Versetzungen gedeutet wurde. Das Ausbleiben dieses Effektes beim unreinen Cu I läßt schließen, daß die Fremdatome (oder einige von ihnen) in ihrer Lage an den Versetzungen bei höheren Temperungen stabil bleiben und daß sie darüberhinaus die Lage eventuell anderer, an die Versetzungen gewanderter Punktdefekte stabilisieren,

so daß diese nicht von den Versetzungen verschwinden können.

In diesem Abschnitt ist bis jetzt unter Verankerung pauschal eine Zunahme der Punktdefektkonzentration an den Versetzungen verstanden worden. Daß dies bei den hier durchgeführten Experimenten keine ausschließlich harte Verankerung im Sinne eines sog. K-Prozesses bedeuten kann, wurde zuvor ausführlich gezeigt. Es soll dieses Ergebnis noch kurz mit Literaturangaben verglichen werden.

Es gibt nur relativ wenig Verankerungsexperimente im Resonanzstab-Frequenzgebiet, bei denen gleichzeitig Dekrement und Moduldefekt untersucht wurden. Hierbei handelt es sich überwiegend um Messungen bei Bestrahlung und gleichbleibender Temperatur. Einige Autoren fanden tatsächlich eine Proportionalität zwischen dem Dekrement und dem Quadrat des Moduldefektes (/11,46,60/) und konnten so ihre Ergebnisse mit reiner Bogenlängenvariation interpretieren. Andererseits beobachteten Simpson und Sosin /47/ ein stark abweichendes Verhalten; u.a. berichten sie von Meßreihen, in denen Dekrement und Moduldefekt proportional zueinander sind (s.a. Kap. 12).

Über Messungen, die in etwa mit der vorliegenden Arbeit vergleichbar sind, nämlich solche nach plastischer Verformung und Temperung, allerdings an Polykristallen nur einer Kupfersorte, berichten Fantozzi et al. /61/. Sie führen eine weitgehende Analyse ihrer Ergebnisse unter der Annahme reiner Bogenlängenvariation durch. Man kann jedoch ihren Meßkurven deutlich entnehmen, daß sich Dekrement und Moduldefekt fast gleich verhalten, also nahezu proportional zueinander sind.

10 Ergebnisse und Diskussion: Frequenzabhängigkeit

Diagramm 12 und 13 zeigen, in doppeltlogarithmischer Darstellung, die Frequenzabhängigkeit des Dekrementes Δ und des Moduldefektes von fünf verschiedenen Proben jeweils im verformten ungetemperten Zustand. Kreise bezeichnen die fünf ersten Biegeschwingungen, Kreuze die ersten beiden Dehnungsschwingungen.

Das starke Auseinanderfallen der verschiedenen Kupfersorten hinsichtlich der Größe von Δ und MD wird im folgenden Kapitel diskutiert.

Der Moduldefekt der beiden gezeigten Cu I-Proben bezieht sich auf den Zustand nach einer 350°C-Temperung (siehe Seite 43), der der anderen drei Kurven ist der extrapolierte MD_E . Wie im vorigen Kapitel gezeigt, sind die Unterschiede zwischen den verschieden gewonnenen Moduldefekten gering, für die Frequenzabhängigkeit spielen sie praktisch gar keine Rolle.

Die Proben 3 und 4 (Cu I) gehören zu den bewußt gezüchteten Kristallen (siehe Seite 37), bei denen eine der jeweils konjugierten Biegeschwingungen in erster Näherung koppelungsfrei sein sollte. Die gezeigten Biegeschwingungsmeßpunkte sind in dieser Schwingungsrichtung gewonnen. In der jeweils anderen Schwingungsrichtung wurden nur vereinzelte Messungen gemacht, die keine großen Unterschiede zeigten. Bei den restlichen Proben wurden immer jeweils beide konjugierte Schwingungen gemessen. Es ergaben sich im Normalfall nur leichte Unterschiede. Diagramm 6 auf Seite 55 ist ein typisches Beispiel. Die Biegeschwingungsmeßpunkte der drei oberen Kurven in Diagramm 12 und 13 sind Mittelwerte aus den beiden Schwingungsrichtungen.

Die gezeigten Ergebnisse lassen einige Schwankungen erkennen. Es wurde schon in Kap. 7 darauf hingewiesen, daß die Dehnungsbäuche der diversen Schwingungsmoden an unterschiedlichen Orten im Stab liegen und so die Versetzungsstruktur mit unterschiedlichem Raster abgetastet wird. Man sollte also möglichst Schwingungsmoden miteinander vergleichen, die eine ähnliche Dehnungsverteilung besitzen. Es stimmt die Dehnungsverteilung hinsichtlich

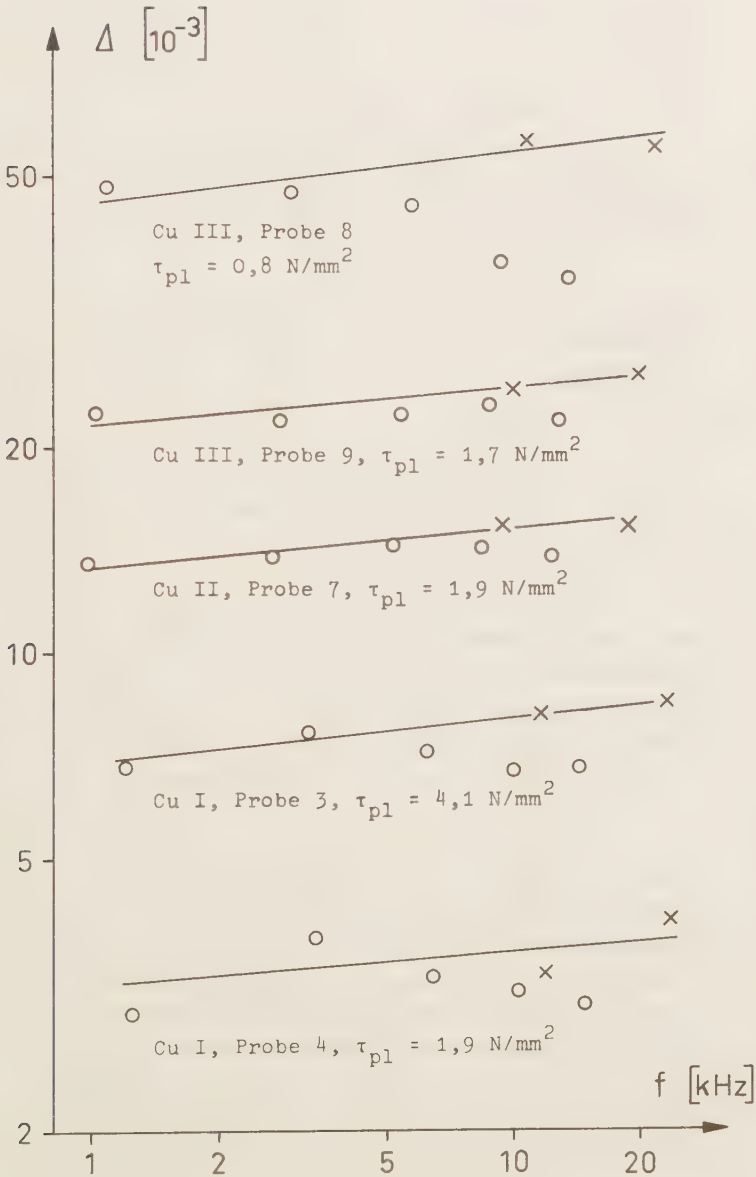


Diagramm 12:

Frequenzabhängigkeit des Dekrements

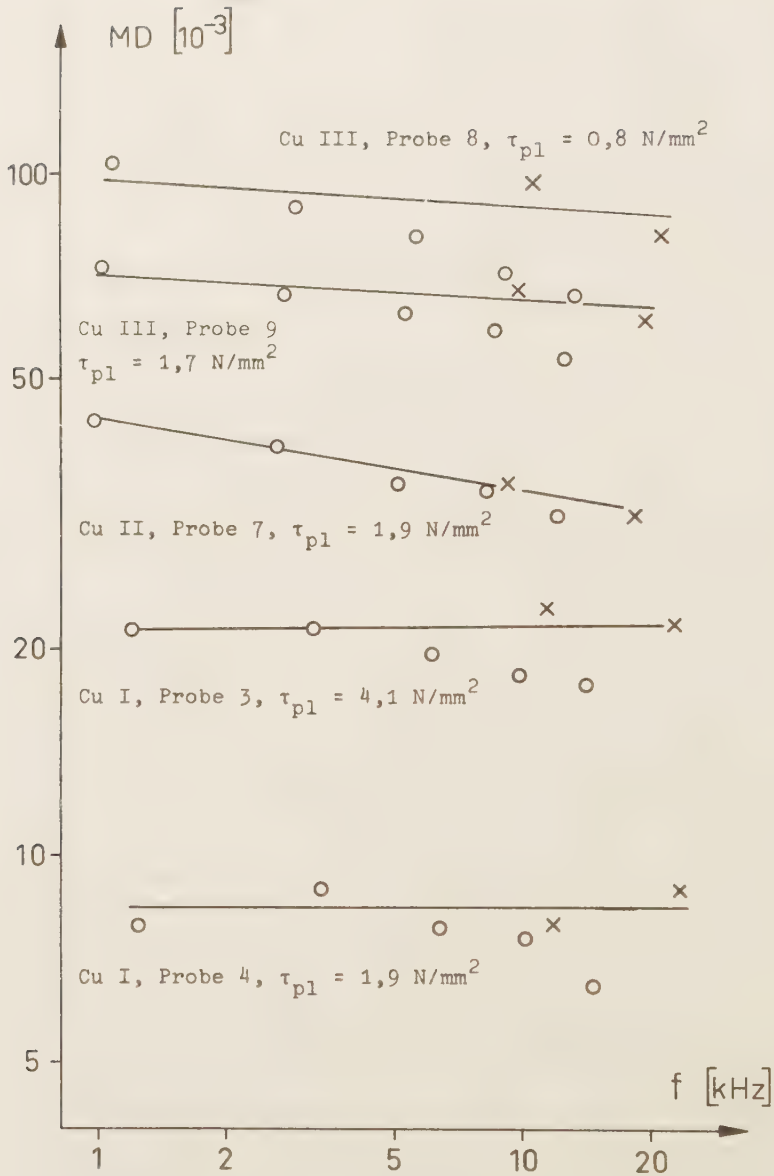


Diagramm 13:

Frequenzabhängigkeit des Moduldefektes

der z-Abhängigkeit, d.h. über die Länge des Stabes, bei der n-ten Dehnungsschwingung gut mit der bei der n-ten Biegeschwingung überein; und man kann in Diagramm 12 und 13 vor allem an der obersten und an der untersten Kurve erkennen, daß sich hinsichtlich der Abweichungen die erste Dehnungsschwingung und die erste Biegeschwingung gleich verhalten, ebenso die beiden zweiten Schwingungen. Ab der dritten Biegeschwingung fehlt dann die Vergleichsmöglichkeit.

Es fällt auf, daß die Meßwerte der höheren Biegeschwingungen kleiner sind als die der Dehnungsschwingungen. Das kann zum einen an der Inhomogenität der Versetzungsstruktur liegen (bei hohen Moden befinden sich Dehnungsbäuche auch relativ dicht an den Stabenden, d.h. im unverformten Bereich). Ein zweiter Grund ist, daß bei höheren Schwingungsmoden die Spannungen der Stabschwingung nicht mehr rein longitudinaler Natur sind. Bei höheren Biegeschwingungen treten vielmehr zusätzliche Schubspannungen und Scherungen in merklicher Größe auf, wie in Kap. 3 anhand der Dickenkorrektur zur Frequenzformel gezeigt wurde. Dies hat zur Folge, daß der GL-Orientierungsfaktor Ω gegenüber der Definition in 5.3 veränderte Werte annimmt. Granato und Lücke haben in /62/ veranschaulicht, daß in höheren Schwingungsmoden wegen der zusätzlichen Querkomponenten mit einer Verkleinerung von Ω zu rechnen ist.

Aus den aufgeführten Gründen sollen zur Beschreibung der Frequenzabhängigkeit nur die jeweils ersten beiden Schwingungsmoden herangezogen werden. In die Diagramme 12 und 13 sind Geraden eingezeichnet, die das Verhalten dieser Moden angenähert repräsentieren. Man sieht, daß das Dekrement mit steigender Frequenz geringfügig größer wird, während der Moduldefekt bei Cu I frequenzunabhängig ist und bei Cu II und III mit wachsender Frequenz geringfügig abfällt.

Dieser qualitativen Beschreibung soll eine quantitative Angabe beigelegt werden, nämlich der Exponent γ in einer Potenzdarstellung der Frequenzabhängigkeit: $\Delta, MD \propto \omega^\gamma$.

γ wird zunächst für den Übergang von der ersten Biegeschwingung zur ersten Dehnungsschwingung berechnet, dann für den Übergang von der zweiten Biegeschwingung zur zweiten Dehnungsschwingung und anschließend aus beiden Werten gemittelt. Dieses Vorgehen soll nicht bedeuten, daß sich die experimentelle Frequenzabhängigkeit exakt durch eine solche analytische Funktion beschreiben läßt (für eine genaue Angabe der Kurvenform sind die Streuungen zu groß), γ soll vielmehr ein Ausdruck für das pauschale Ausmaß der Frequenzabhängigkeit sein. Es ist für alle untersuchten verformten ungetemperten Zustände:

Cu I:

$$\Delta: \quad 0,035 \leq \gamma \leq 0,065 \quad \bar{\gamma} = 0,043$$

$$\text{MD:} \quad -0,034 \leq \gamma \leq 0,019 \quad \bar{\gamma} = 0,001$$

Cu II:

$$\Delta: \quad 0,024 \leq \gamma \leq 0,058 \quad \bar{\gamma} = 0,040$$

$$\text{MD:} \quad -0,115 \leq \gamma \leq -0,103 \quad \bar{\gamma} = -0,108$$

Cu III:

$$\Delta: \quad 0,032 \leq \gamma \leq 0,075 \quad \bar{\gamma} = 0,055$$

$$\text{MD:} \quad -0,124 \leq \gamma \leq -0,041 \quad \bar{\gamma} = -0,069$$

Nach der GL-Theorie sollte im Niederfrequenzbereich der Moduldefekt frequenzunabhängig sein (d.h. $\gamma = 0$); diese Forderung ist im Experiment bei Cu I gut, bei Cu II und III näherungsweise erfüllt. Das Dekrement sollte frequenzproportional sein ($\gamma = 1$); diese Forderung ist im Experiment in krasser Weise nicht erfüllt: Das Dekrement erhöht sich zwar in allen Fällen mit steigender Frequenz, aber nur minimal, während es sich nach der Theorie in unserem Frequenzbereich, der einen Faktor zwanzig durchläuft, verzwanzigfachen sollte. Es liegt nahe, für diese Diskrepanz den Reibungsterm zur Versetzungsbewegung verantwortlich zu machen, denn er beeinflusst nach der GL-Theorie in der Niederfrequenznäherung das Dekrement, nicht aber den Moduldefekt, was man formal daran erkennt, daß in dem Ausdruck 5.4 für den Niederfrequenz-Moduldefekt die Konstante B nicht vorkommt.

Über Frequenzabhängigkeit im Niederfrequenzbereich ist nur wenig veröffentlicht worden. Die Arbeiten /12,63,64/

an unverformtem Kupfer liefern keine sehr ausführlichen oder genauen Messungen, bei den beiden letzteren fehlen zudem Untersuchungen der Frequenzabhängigkeit des Moduldefektes. Diese Arbeiten lassen aber schon die große Diskrepanz zur Theorie im Frequenzverhalten des Dekrementes erkennen. Genaue und ausführliche Untersuchungen wurden dann von uns an plastisch verformten Cu-Polykristallen durchgeführt /5,7/. Die Ergebnisse stimmen recht gut mit denen der vorliegenden Arbeit an Einkristallen überein: Das Dekrement stieg mit der Frequenz geringfügig an, allerdings etwas stärker als in dieser Arbeit, und der Moduldefekt fiel mit steigender Frequenz ab.

Es soll kurz die Frage diskutiert werden, ob die im niederen kHz-Bereich und im MHz-Bereich gemessene Ver-setzungsanelastizität „zusammenpaßt“, d.h. ob die Meßgrößen in beiden Gebieten gleichermaßen, also mit demselben Parametersatz, mit der GL-Theorie beschrieben werden können. Naundorf und Lücke /11/ und Heiple und Birnbaum /12/ haben Experimente durchgeführt, in denen jeweils an ein und derselben Probe in beiden Frequenzbereichen gemessen wurde. Naundorf und Lücke kommen zu dem Schluß, daß das kHz-Dekrement zu groß ist; das gleiche Ergebnis kann man bei richtiger Anwendung der GL-Formeln der Arbeit von Heiple und Birnbaum entnehmen. Wenn man diese Tatsache im Rahmen der GL-Theorie beschreiben will, so bedeutet das: Im kHz-Gebiet wirkt eine größere Reibungskonstante B als im MHz-Gebiet (siehe auch /26,33/). In der vorliegenden Arbeit kommt dies in der Größe des Quotienten Δ/MD zum Ausdruck, es wurden Werte bis zu $\Delta/MD = 0,7$ gefunden (siehe z.B. das nachfolgende Diagramm 14; $\Delta/MD = 0,7$ entspricht nach der GL-Theorie $\mu = 1,1$ bei Deltafunktionsverteilung und $\mu = 0,07$ bei Exponentialverteilung). Ein solcher Zahlenwert wäre bei einheitlichem B für das untersuchte Frequenzgebiet viel zu hoch, wenn man davon ausgeht, daß das GL-Dämpfungsmaximum im MHz-Gebiet liegt (vergl. Kap. 5, insbesondere Diagramm 2).

Bleiben wir im Rahmen der GL-Theorie und rechnen mit der Möglichkeit eines größeren kHz- B . Die gefundenen Werte für Δ/MD besagen, daß man sich im Experiment im Niederfrequenzbereich befindet, allerdings in einem Gebiet, wo,

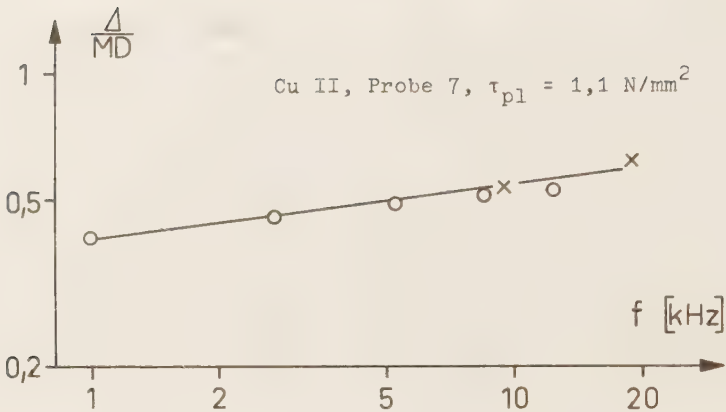


Diagramm 14:

Frequenzabhängigkeit des Quotienten Δ/MD

je nach Bogenlängenverteilung, schon Abweichungen von den Niederfrequenzasymptoten auftreten (Diagramm 2, Seite 29). Auch diese in der Theorie enthaltenen Abweichungen können das gefundene Frequenzverhalten nicht erklären:

Erstens sind die theoretischen Kurven im Mittelteil deutlich gekrümmt, und man kann in ihnen nicht die beobachtete Tatsache nachvollziehen, daß über einen großen Abszissenbereich, der einer Frequenzvariation um einen Faktor zwanzig entspricht, das Dekrement gleichmäßig geringfügig ansteigt.

Zum zweiten sei die Frequenzabhängigkeit des Quotienten Δ/MD betrachtet. Nach der Theorie ist er in der Niederfrequenznäherung proportional zur Frequenz, in der Hochfrequenznäherung zur Wurzel aus der Frequenz $\omega^{0,5}$; im Zwischengebiet geht er von der einen in die andere Frequenzabhängigkeit über, wobei der Übergangspunkt bei der Deltafunktionsverteilung bei relativ hohem μ und bei der Exponentialverteilung bei relativ niedrigem μ liegt. Nach den angegebenen Zahlenwerten für γ hat dieser Quotient bei Cu II die größte Frequenzabhängigkeit. In Diagramm 14 ist deshalb Δ/MD für den ersten Verformungszustand (ungetempert) von Probe 7 in Abhängigkeit von der Frequenz gezeigt, und zwar in doppeltlogarithmischer Dar-

stellung mit gleicher Achsenstreckung. Wie man sieht, steigt dieser Quotient mit der Frequenz wesentlich schwächer (nämlich $\propto \omega^{0,14}$) als in den theoretischen Kurven (Diagramm 2), unabhängig davon, welchen μ -Bereich man betrachtet.

Die gefundene Frequenzabhängigkeit kann man also mit einem konstanten B, wie groß auch immer, nicht erklären. Eine Lösung des Problems im Rahmen der Theorie wird dadurch erreicht, daß man die formale Frequenzabhängigkeit von B, die in der Vorstellung $B_{\text{kHz}} > B_{\text{MHz}}$ steckt, ins Kilohertzgebiet fortsetzt: B nimmt mit fallender Frequenz zu, so daß das Produkt $B\omega$ und damit das Dekrement nahezu frequenzunabhängig werden. Die Annahme einer Frequenzabhängigkeit der effektiven Reibungskonstanten steht zum Ansatz einer geschwindigkeitsproportionalen Reibungskraft in Widerspruch und bedeutet den Übergang zu einem anderen Reibungsterm in der Koehler'schen Dgl.

In Hinsicht auf das Frequenzverhalten des Moduldefektes bietet es sich an, auch eine geringe Frequenzabhängigkeit der mittleren Bogenlänge L anzunehmen, wie wir es bei den Polykristalluntersuchungen /5,7/ diskutiert haben. Diese Vorstellung stammt von Wilks /65/. Naundorf und Lücke /11/ fanden bei der Auswertung ihrer Meßergebnisse mithilfe der GL-Theorie nicht nur den großen Unterschied in B zwischen kHz- und MHz-Gebiet, sondern auch einen kleinen Unterschied in der Bogenlänge. $B(\omega)$ und $L(\omega)$ sollen hier nicht weiter diskutiert werden. In Kap. 12 wird sich zeigen, daß ein spezieller neuer Reibungsansatz auch zwanglos so etwas wie eine Frequenzabhängigkeit der Bogenlänge liefert.

Bis jetzt wurde nur über die Frequenzabhängigkeit in den verformten ungetemperten Zuständen gesprochen. Durch die Temperungen kommt es in dieser Hinsicht zu kleinen Änderungen, und zwar mit der Tendenz, die anelastischen Größen bei höheren Frequenzen stärker zu verkleinern als bei niedrigen. Hierbei tritt der Fall ein, daß das Dekrement mit wachsender Frequenz nicht mehr ansteigt, sondern

leicht abfällt. Dabei hat man sich also noch weiter von der Aussage der GL-Theorie entfernt.

Als Beispiel seien die γ -Werte für die Probe 5 aus Cu I nach dem ersten Verformungsschritt ($\tau_{p1} = 1,0 \text{ N/mm}^2$) angegeben:

	Δ	MD_E
ungetempert	$\gamma = 0,037$	$\gamma = 0,013$
getempert 115°C	-0,036	-0,029
getempert 140°C	-0,099	-0,070

Die reineren Kupfersorten zeigen tendenziell den gleichen Effekt.

Man könnte ein solches Verhalten im Rahmen der GL-Theorie verstehen, wenn man sich in den theoretischen Diagrammen nach rechts bewegen würde, d.h. wenn mit der Temperung eine Vergrößerung von Δ/MD und damit von μ verbunden wäre. Das ist nicht der Fall.

Der beobachtete Effekt weist auf die Bedeutung der Punktfehler für die Frequenzabhängigkeit hin.

11 Ergebnisse und Diskussion: Verformungsabhängigkeit

Wir beschränken und im folgenden auf einen Schwingungsmodus, nämlich die erste Dehnungsschwingung. Sie wurde als einziger Modus bei allen neun Proben gemessen und besitzt zudem die geeignetste Dehnungsverteilung (in Hinsicht auf Unempfindlichkeit gegen Verformungs-Inhomogenitäten). Die ersten Dehnungsfrequenzen der neun Proben liegen zwischen 9,3 und 18,8 kHz. Diese Spanne ist wegen der nur geringen Frequenzabhängigkeit der anelastischen Größen nicht gravierend. Außerdem fällt nur die kurze Probe 6 mit ihrer vergleichsweise extremen Orientierung deutlich heraus, die Frequenz-Obergrenze der restlichen Proben liegt bei 15,3 kHz.

Es wird durchgehend der extrapolierte Moduldefekt MD_E verwendet. In solchen Fällen, wo nicht er, sondern ein anderer Moduldefekt gewonnen wurde, erfolgt eine Umrechnung in MD_E mit den Erfahrungswerten von Kap. 9. Die Unsicherheiten als Folge dieser Umrechnung und der unterschiedlichen Frequenzen liegen im Bereich einiger Prozent und spielen im Vergleich mit den großen Effekten der folgenden Diagramme keine Rolle.

Da jetzt verschiedene Proben direkt miteinander verglichen werden sollen, muß der Einfluß der unterschiedlichen Kristallorientierung eliminiert werden. Zu diesem Zweck soll der GL-Orientierungsfaktor Ω von Formel 5.3 in zwei Faktoren aufgespalten werden:

$$\Omega = \Omega_1 \cdot \Omega_2 \quad \text{mit} \quad \Omega_1 = \frac{E_{el}}{G_0} R_H^2 \quad \Omega_2 = \sum_j \frac{\Lambda_j}{\Lambda} \left(\frac{R_j}{R_H} \right)^2$$

wobei R_H der Schmid-Faktor des Hauptgleitsystems, d.h. das maximale R aller zwölf Gleitsysteme ist. Ω_1 enthält den Einfluß der Kristallorientierung und besteht aus bekannten Größen, während Ω_2 den Einfluß der Versetzungsstruktur wiedergibt, d.h. der Tatsache, mit welchen statistischen Gewichten die Versetzungen auf die verschiedenen Gleitsysteme aufgeteilt sind. Bei vollkommen einseitiger Verteilung, also wenn bei mittellorientierten Proben Versetzungen nur im Hauptgleitsystem und bei doppeltgleitenden Proben nur in den beiden gleichberechtigten Hauptgleitsystemen vorkommen, ist $\Omega_2 = 1$. In dem Maße,

wie auch in den sekundären Gleitsystemen Versetzungen auftreten, wird Ω_2 kleiner.

Der Einfluß der unterschiedlichen Kristallorientierung wird nun dadurch ausgeglichen, daß die anelastischen Meßgrößen durch Ω_1 dividiert werden. Mit der Setzung $G_0 = 4,08 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$ von Seite 27 liegen die Ω_1 -Zahlenwerte unserer Proben im Bereich $0,37 \leq \Omega_1 \leq 0,70$ (vgl. auch /66/, wo Orientierungsfaktorberechnungen ohne Aufspaltung durchgeführt wurden; unser Ω_1 entspricht einem der dort behandelten Fälle); E_{e1} ist der orientierungsabhängige E-Modul.

Die auf diese Weise normierten anelastischen Größen des verformten ungetemperten Zustandes und aus ihnen gebildete Quotienten werden im folgenden als Funktion der bei der plastischen Verformung wirkenden Schubspannung im Hauptgleitsystem gezeigt. Es ist schon erwähnt worden, daß eine Auftragung in Abhängigkeit von der Abgleitung weniger klare und eindeutige Kurvenverläufe ergibt. In den kommenden Diagrammen werden die einzelnen Proben durch dieselben Symbole charakterisiert wie in Kap. 6.

Diagramm 15 und 16 enthalten Dekrement und Moduldefekt. Die Kurven der drei Kupfersorten fallen deutlich auseinander. Bei unseren Untersuchungen an plastisch verformten Polykristallen /4-7/ durchlief das Dekrement als Funktion der plastischen Verformung ein scharfes Maximum, während der Moduldefekt nach einem gleichmäßigen Anstieg in eine Sättigung ging und danach wieder minimal abfiel. Dieses Verhalten zeigen auch die hier untersuchten Einkristalle, allerdings bei den einzelnen Kupfersorten in sehr unterschiedlicher Weise. Bei Cu I sind die anelastischen Größen relativ klein, und sie steigen monoton mit der plastischen Spannung an, d.h. man ist noch von einem Maximum oder einer Sättigung entfernt. Bei Cu II wird beim Dekrement gerade im Meßbereich ein Maximum durchlaufen, und der Moduldefekt nähert sich sichtlich der Sättigung. Bei Cu III schließlich befindet man sich beim Dekrement schon auf der abfallenden Seite, und der Moduldefekt ist in der Sättigung, bzw. schon wieder in einem leicht abfallenden Bereich. Daß das Cu III-Dekrement tatsächlich ein Maximum durchlaufen hat und nicht etwa von Anfang an

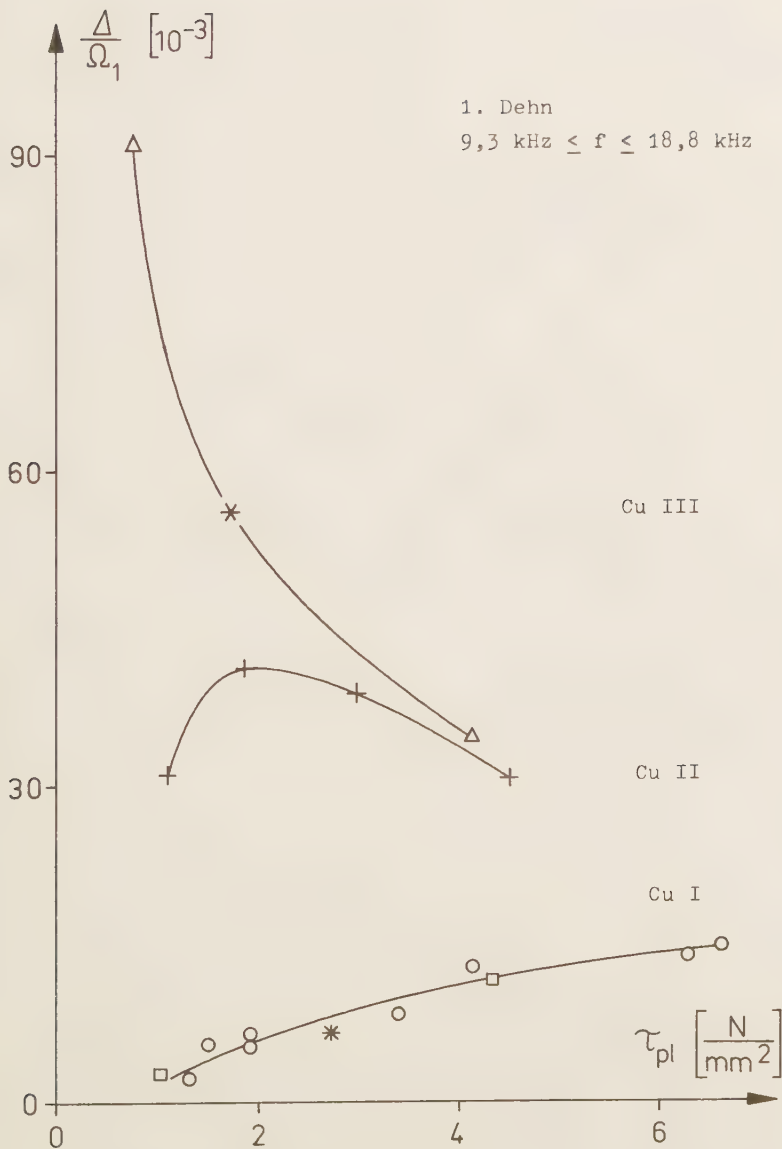


Diagramm 15:

Verformungsabhängigkeit des Dekrementes

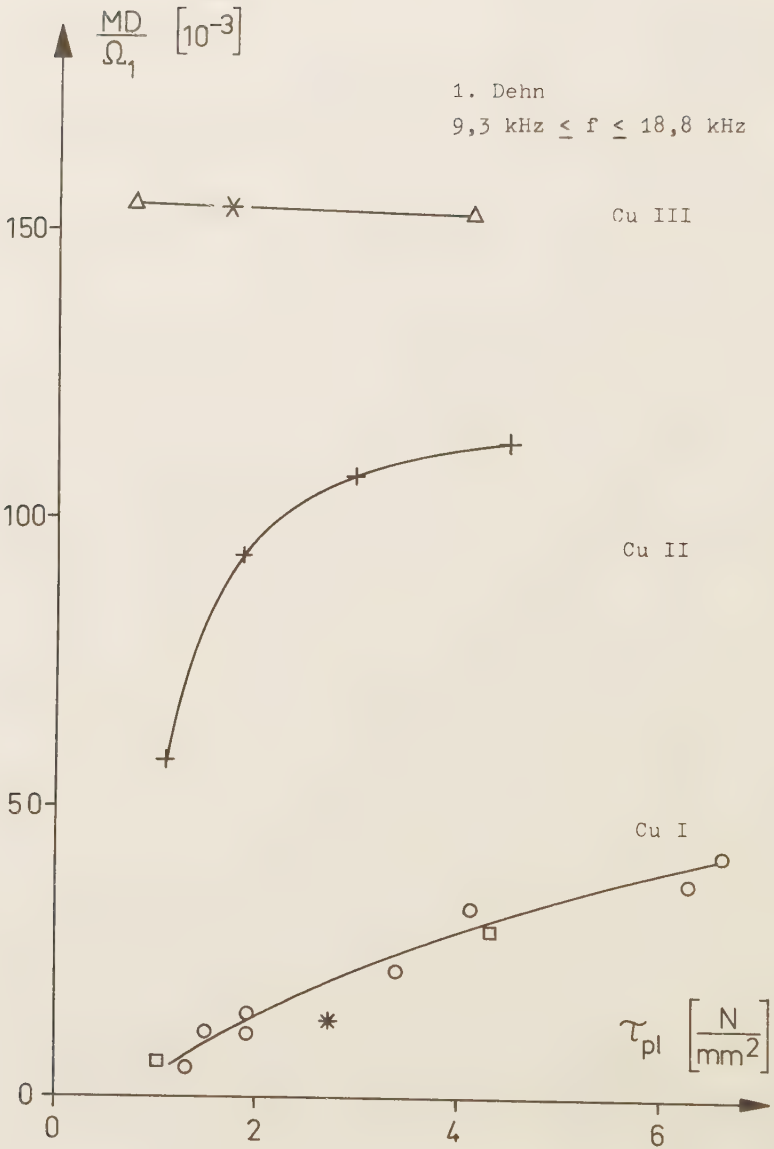


Diagramm 16:

Verformungsabhängigkeit des Moduldefektes

von hohen Werten herkommt, folgt aus der Kleinheit des Dekrementes im unverformten Zustand (siehe z.B. Diagramm 9 auf Seite 69, wo das Dekrement des unverformten Zustandes mit einem Pfeil gekennzeichnet ist).

Die durch die plastische Verformung verursachten Änderungen der beiden anelastischen Größen sind sicherlich auf Variationen der Versetzungsdichte und der mittleren Bogenlänge zurückzuführen. Man kann diese beiden Parameter durch Quotientenbildung voneinander trennen, denn in der Niederfrequenznäherung der GL-Theorie ist nach 5.7:

$$(MD)^2/\Omega_1\Delta \propto \Omega_2 A/B \quad \text{und} \quad MD/\Delta \propto 1/L^2 B$$

Diese beiden Quotienten sind in Diagramm 17 und 18 in Abhängigkeit von der Schubspannung aufgetragen. Beide steigen mit der Spannung monoton an. Die Verformungsabhängigkeit des Dekrementes und des Moduldefektes kommt also offensichtlich dadurch zustande, daß die Versetzungsdichte mit der Verformung zunimmt und die Bogenlänge abnimmt. Ein entsprechendes Verhalten hatten wir an Cu-Polykristallen gefunden.

Es wurde schon mehrmals erwähnt, daß sich nach der amplitudenunabhängigen GL-Theorie L-Variationen prinzipiell nicht von anderen K-Prozessen unterscheiden lassen. Veränderungen des Quotienten MD/Δ können also z.B. auch auf veränderte innere Spannungen zurückzuführen sein. In /67/ und /68/ wird ein Einfluß der Versetzungsdichte auf die rücktreibende Kraft der Versetzungen, also auf die effektive Linienspannung, angenommen. In elektronenmikroskopischen Aufnahmen plastisch verformter Einkristalle werden häufig Versetzungsdipole beobachtet, das bedeutet natürlich eine starke Versetzungs-Wechselwirkung.

Es gibt einige Veröffentlichungen über Messungen der Verformungsabhängigkeit anelastischer Größen an Cu-Einkristallen, z.B. die frühen Messungen /68/ und /69/. Weiner et al. /70/ untersuchten Einkristalle unterschiedlicher Orientierung, die bei 78 K verformt wurden. Die Autoren kommen durch entsprechende Quotientenbildung auch zu dem Ergebnis einer ansteigenden Versetzungsdichte und

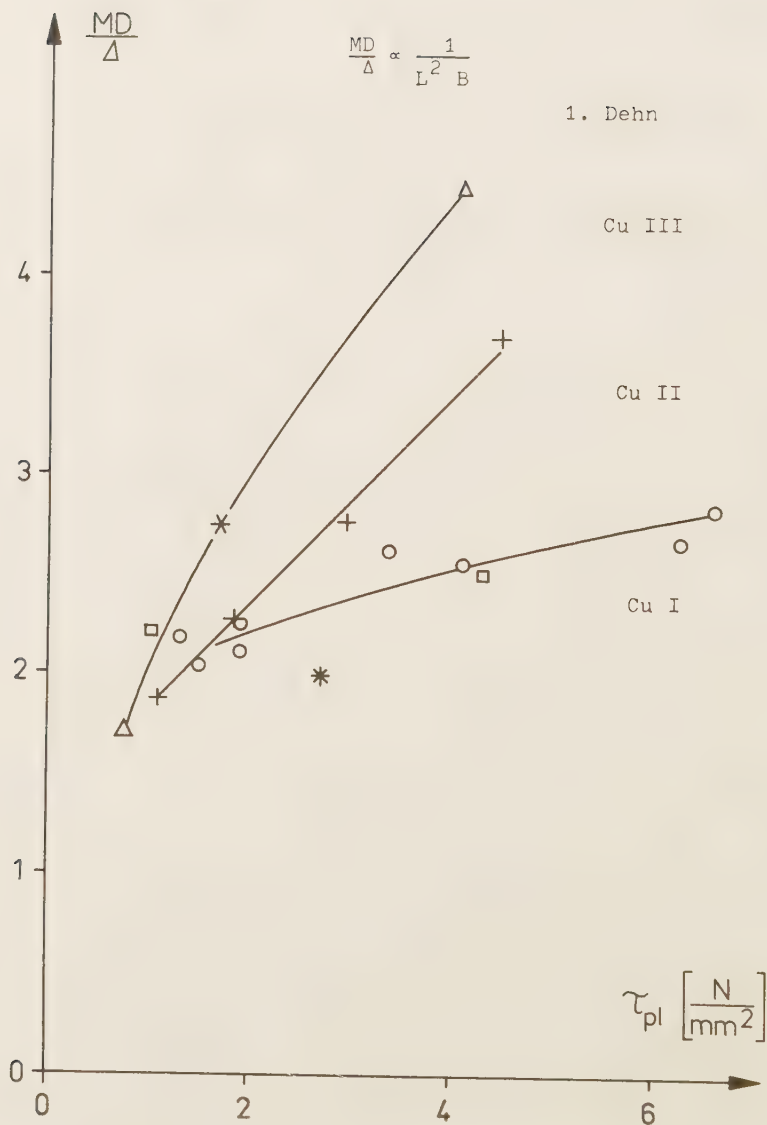


Diagramm 17:

Verformungsabhängigkeit des Quotienten MD/Δ

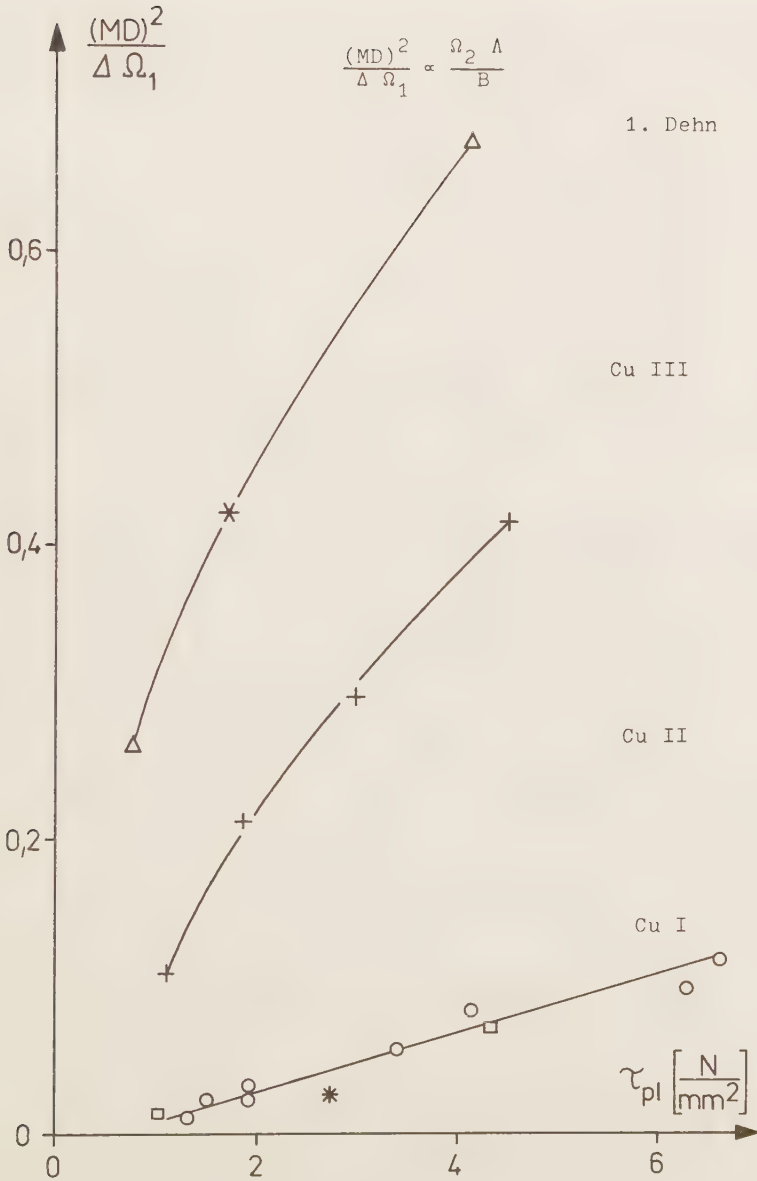


Diagramm 18:

Verformungsabhängigkeit des Quotienten $(MD)^2/\Delta$

einer abnehmenden Bogenlänge. Ihre Auswertmethoden und ihre theoretischen Betrachtungen erscheinen etwas unbefriedigend, da sie z.B. den Orientierungsfaktor Ω nur in unzureichender Weise berücksichtigen und in die theoretische Diskussion eine unbegründete Zahlenkonstante einführen; sie geben auch keine Verfestigungskurven an.

Bei allen erwähnten Untersuchungen wurde jeweils nur mit einer Cu-Sorte gearbeitet. Variationen des Materials findet man in einigen entsprechenden Polykristallmessungen, manchmal mit mäßiger Auswirkung auf die anelastischen Größen im verformten Zustand (/5/), manchmal mit größerem Effekt: van den Beukel und Brouwer /71/ konnten durch Zulegieren geringer Mengen Gold den Moduldefekt stark verringern; leider machten sie keine Dämpfungsmessungen.

In der vorliegenden Arbeit finden sich die großen Unterschiede, die man in Dämpfung und Moduldefekt der drei Materialien beobachtet, nach der Quotientenbildung weniger in der Größe MD/Δ als vielmehr in dem mit der Versetzungsdichte zusammenhängenden Quotienten $(MD)^2/\Delta$. Die direkte Interpretation, den Materialien gleiche Bogenlänge, aber stark unterschiedliche Versetzungsdichte zuzuschreiben, erscheint zweifelhaft. Zur Diskussion dieser Frage soll kurz zusammengefaßt werden, was aus der Literatur über die Versetzungsdichte plastisch verformter Kupferkristalle bekannt ist.

Der allgemein postulierte Zusammenhang zwischen der plastischen Schubspannung im Hauptgleitsystem und der Versetzungsdichte Λ ist:

$$\tau_{pl} - \tau_{pl\ 0} = \beta G b \sqrt{\Lambda} \quad (11.1)$$

G = Schubmodul; b = Betrag des Burgersvektors; β ist ein dimensionsloser Zahlenfaktor; $\tau_{pl\ 0}$ wird in Experimenten meistens vernachlässigt.

Es gibt in der Literatur viele Versetzungsdichtemessungen nach plastischer Verformung an Cu. Es soll nur auf die beiden direkten Beobachtungsmethoden der Versetzungsstruktur eingegangen werden: elektronenmikroskopische Durchstrahlungsaufnahmen dünner Folien und Ätzgrübchenbeobachtungen auf niedrig indizierten Kristalloberflächen (beim Vergleich zwischen beiden Methoden muß in Zahlenangaben

ein Faktor 2 berücksichtigt werden, siehe z.B. /73/). In den folgenden Arbeiten, unter teilweise unterschiedlichen experimentellen Bedingungen, ist eine Abhängigkeit nach Formel 11.1 gefunden worden: Polykristalle: /72/; einfach gleitende Einkristalle: /73/ (siehe auch /74/); mehrfach gleitende Einkristalle: /45,73,75,76/. Die diesen Arbeiten zu entnehmenden Werte für β liegen zwischen den Grenzen $0,27 \leq \beta \leq 0,42$, wenn man die Polykristall-Spannungen σ mit einem mittleren Schmid-Faktor von 0,4 in τ umrechnet und wenn man einheitlich $G = 5,1 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$ setzt; dies ist das Mittel der von den Autoren verwendeten G-Werte. Es wurde auch eine eigene Ätzgrübchenuntersuchung durchgeführt, und zwar an einer Cu I-Probe, die bis in den Anfangsteil des Bereiches II verformt wurde. Bei Anwendung der Formel 11.1 liefert diese Messung $\beta = 0,42$.

Etwa die Hälfte der erwähnten Messungen wurde an hochreinem Cu (99,999 %) durchgeführt, diese ergeben im Mittel $\beta = 0,35$. Die restlichen Autoren verwendeten unreineres Material (99,92 - 99,98 %), diese Untersuchungen einschließlic der eigenen liefern einen Mittelwert $\beta = 0,37$ (das Ergebnis in /76/b ist hierbei nicht berücksichtigt, da dort keine Reinheitsangaben). Als Extremfall sei noch die Arbeit von Venables /77/ erwähnt, der Cu-Kristalle mit dazulegiertem Aluminium in verschiedenen Konzentrationen untersuchte; dabei fand er $\beta = 0,45$ (bei starken Streuungen). Diesen Wert kann man nur bedingt mit den anderen vergleichen, da Venables nicht angibt, mit welchem Schubmodul er ihn berechnet hat.

(Für den Vergleich mit Zimmertemperaturwerten habe ich bei den beiden Tieftemperaturexperimenten /72/b und /77/ die Spannungen um 10 % nach unten korrigiert; vgl. Temperaturwechselexperimente, z.B. /85/.)

Aus diesen Literaturzitaten kann man also schließen, daß die Versetzungsdichte plastisch verformter Kupfer-Einkristalle und Polykristalle nicht oder nur geringfügig von der Reinheit abhängt.

Es muß allerdings einschränkend auf Arbeiten hingewiesen werden, nach denen die Formel 11.1 offenbar bei schwachen Verformungen einfachgleitender Einkristalle

versagt (dies deutet sich schon in /73/ an). Essmann /44/ und Mughrabi /78/ fanden bei ihren elektronenmikroskopischen Untersuchungen an mittellorientierten Cu-Einkristallen, daß die Proportionalität zwischen τ_{pl} und $\sqrt{\Lambda}$, d.h. $\Lambda \propto \tau_{pl}^2$, nur für die sekundären Versetzungen gilt, übrigens auch wieder mit $\beta = 0,36$. Die Dichte der Versetzungen mit primärem Burgersvektor hingegen wächst schwächer an, nämlich proportional zu τ_{pl} . Die Gesamtversetzungsdichte steigt etwa mit $\tau_{pl}^{1,4}$. Ursachen für das Verhalten sind von den beiden Autoren diskutiert worden. Essmann hat in diesem Zusammenhang Zweifel daran geäußert, daß bei Ätzgrübchenmessungen alle Versetzungen des plastisch verformten Einkristalls erfaßt werden.

Die beiden genannten Autoren haben ihre Messungen an hochreinem Kupfer (99,999 %) durchgeführt. Essmann erwähnt kurz eine vergleichende Untersuchung an unreinerem Material (99,98 %) und spricht von geringfügigen Unterschieden in der Versetzungsanordnung. Bei einer großen Diskrepanz in der Versetzungsdichte hätte er dies wohl erwähnt.

Zu unseren Meßresultaten zurückkehrend, kann also gesagt werden, daß die großen Abweichungen zwischen den Ergebnissen der einzelnen Kupfersorten offenbar nicht auf Unterschiede in der Versetzungsdichte zurückzuführen sind. Da, wie in Diagramm 16 gezeigt, der Moduldefekt der drei Materialien stark auseinanderfällt, muß man also nach der Formel 5.4 der Niederfrequenznäherung auf eine Abnahme der mittleren Bogenlänge L mit zunehmendem Fremdstoffgehalt schließen. Dies erscheint naheliegend und deckt sich z.B. mit den Interpretationen in /71/. Nun zeigt aber gerade der Quotient MD/Δ (Diagramm 17), der mit der Bogenlänge in Zusammenhang steht, die geringsten Variationen aller hier betrachteten Größen als Funktion der Reinheit des Materials. Dies führt, ähnlich wie in Kap. 9 bei den Temperungen, zu dem Schluß, daß keine ausschließlich harte Verankerung vorliegt, sondern daß die Punktfehler auch die Reibungskonstante B vergrößern, so daß das Produkt $L^2 B$,

welches nach der GL-Theorie im Nenner der Größe MD/Δ steht (Formel 5.7), sich wesentlich geringfügiger ändert, als bei reiner L-Variation zu erwarten wäre. Diese Interpretation bedeutet schließlich für das Diagramm 18, daß das Auseinanderfallen der $(MD)^2/\Delta$ -Kurven nicht auf Unterschiede in der Versetzungsdichte, sondern in der Reibungskonstanten B zurückzuführen ist: Die Dämpfung der Versetzungsbewegung wird mit dem Fremdstoffgehalt größer (B steht im Nenner des Quotienten, siehe 5.7).

Es soll noch die Frage erörtert werden, ob die im anelastischen Experiment wirksame Versetzungsdichte mit der in den erwähnten Arbeiten gemessenen identisch ist. Das ist zunächst einmal sicher nicht in Strenge erfüllt, denn im anelastischen Experiment machen sich nur gleitfähige Versetzungen bemerkbar, während in den elektronenmikroskopischen Aufnahmen auch einige nicht gleitfähige Versetzungen, z.B. vom Lomer-Cottrell-Typ, bemerkt und mitgezählt werden. Diese muß man also in Abrechnung stellen. Darüberhinaus ist die Versetzungsstruktur sehr inhomogen: Bei mehrfachgleitenden Proben und im Bereich II der einfachgleitenden Kristalle beobachtet man (allerdings in unterschiedlicher Weise) eine Zell- oder Gitterstruktur. Die Versetzungen ordnen sich in Bündeln oder Wänden an, dazwischen gibt es relativ versetzungsarme Gebiete, in denen lange Einzelversetzungen auftreten. Mughrabi /78/ nennt die letzteren freie „Gleitversetzungen“ und bezeichnet sie als Träger anelastischer Bewegungen. Dementsprechend wird manchmal, z.B. in /70/, die Versetzungsdichte der GL-Theorie mit der Dichte der Mughrabi'schen Gleitversetzungen identifiziert, die größenordnungsmäßig ein Zehntel der Gesamtversetzungsdichte ausmacht. Nun werden diese zwar bevorzugt zur Anelastizität beitragen, aber in der GL-Theorie wird über verschiedene Versetzungsbögen summiert, und das Gesamtergebnis, d.h. das Gesamt-A, enthält auch solche Bögen, die nur geringfügig zur Anelastizität beitragen. Darin liegt gerade die Wirkung der Mittelung über die Verteilungsfunktion. Die Versetzungen in den Strängen und Wänden befinden sich offenbar in starken

Potentialmulden und sind deshalb im Mughrabi'schen Sinn relativ unbeweglich. Im anelastischen Experiment können sie aber sicher kleine periodische Bewegungen ausführen, allerdings vermutlich mit einer im Vergleich zu den freien Gleitversetzungen größeren effektiven Linien-
spannung C , d.h. einer größeren rücktreibenden Kraft, die in der Niederfrequenznäherung ihren Beitrag zur An-
elastizität reduziert. Wir wollen also unter Λ im wesent-
lichen (d.h. mit Ausnahme absolut unbeweglicher Versetzun-
gen) die Gesamtversetzungsdichte verstehen und annehmen,
daß über unterschiedliche Linienspannung C gemittelt wird.

In Diagramm 19 sind die Meßpunkte des Diagramms 18 doppellogarithmisch aufgetragen. Durch die Punkte der drei Kupfersorten ist je eine Ausgleichsgerade gelegt. Die für das unreine Cu I hat eine Steigung von 1,23 . Die Analyse mithilfe der GL-Theorie liefert also, daß das Produkt $\Omega_2 \Lambda$ mit $\tau_{pl}^{1,2}$ ansteigt. Dieses Ergebnis er-
scheint sehr vernünftig, verglichen mit dem Exponenten 1,4 , den man für die Gesamtversetzungsdichte aus Essmann's Kurven entnehmen kann. Die kleine Verringerung unseres Ex-
ponenten gegenüber dem von Essmann, wenn sie überhaupt angesichts der Streuungen relevant ist, läßt sich zwang-
los als eine Verringerung von Ω_2 erklären, weil mit zu-
nehmender Verformung das statistische Gewicht der sekun-
dären Versetzungen wächst.

Mit zunehmendem Reinheitsgrad wird die Steigung der Geraden deutlich kleiner (Cu II: 0,93; Cu III: 0,56). Dieses Verhalten ist schwer zu verstehen. Für einen nur schwachen Anstieg mit τ_{pl} gibt es an sich schon Gründe, z.B. die erwähnte Abnahme von Ω_2 (oder man könnte an eine Zunahme von B mit wachsender Verformung denken). Warum dies aber stärker bei reinerem Material auftreten sollte, ist nicht verständlich. Man kann höchstens vermuten, daß bei den reineren Materialien die GL-Theorie in stärkerem Maße unrichtig wird. Man kann die dämpfende Wirkung von Punktfehlern (weiche Verankerung) nur dann im Rahmen der ursprünglichen GL-Theorie richtig beschreiben, wenn die Punkte entlang der Versetzung „verschmiert“ sind, wenn

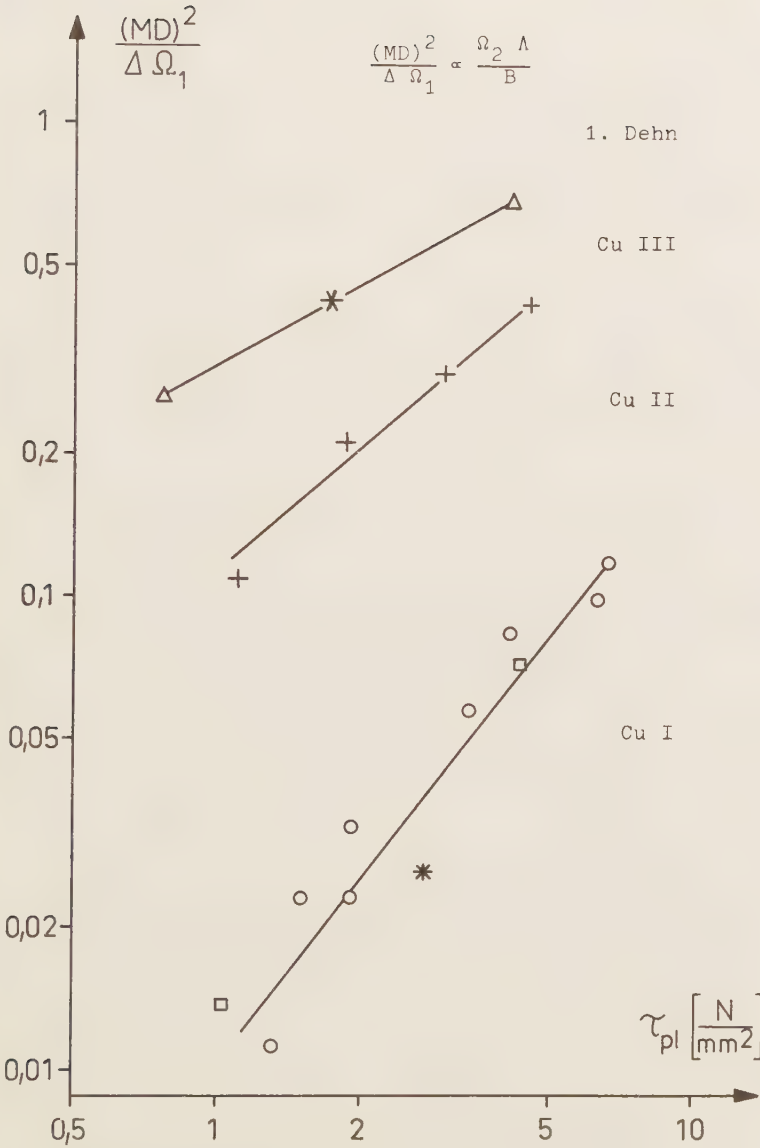


Diagramm 19:

Verformungsabhängigkeit des Quotienten $(MD)^2/\Delta$

also ihre Konzentration an der Versetzung groß ist. Dies dürfte mit zunehmender Reinheit in immer geringerem Maße der Fall sein.

(Der Abzug eines konstanten Schubspannungsbeitrages τ_{pl0} führt in der doppeltlogarithmischen Darstellung Diagramm 19 zu einem Kleinerwerden der Steigung. Wenn man aufgrund der unterschiedlichen kritischen Schubspannung der Kupfersorten verschiedene Beträge in Abrechnung stellt, so kann man den Unterschied zwischen den einzelnen Steigungen verringern, aber nicht völlig beseitigen.)

In den anelastischen Messungen dieser Arbeit ist kein wesentlicher Unterschied zwischen einfach- und doppeltgleitenden Einkristallen festgestellt worden. Danach müßte man auch bei Proben, deren Orientierung auf der Symmetrale $\langle 100 \rangle \leftrightarrow \langle 111 \rangle$ liegt, bei kleinen Verformungen ein schwächeres Ansteigen der Versetzungsdichte als mit τ_{pl}^2 erwarten. Über elektronenmikroskopische Versetzungsdichtemessungen an Cu-Einkristallen solcher Orientierung ist in der Literatur noch nicht berichtet worden (Ausnahme: /86/, jedoch dort an doppeltgleitenden Proben nur zwei Meßpunkte, außerdem bei höheren Spannungen als in unseren Experimenten). Ob Messungen an mittellorientierten Kristallen, die bei Druckverformung mehrfachgleiten /75/, oder an eckenorientierten Kristallen /76/ dafür repräsentativ sind, sei dahingestellt. Zudem sind diese Untersuchungen in höheren Spannungsbereichen durchgeführt worden. Im unteren Spannungsgebiet der Messung /76/a, aber immer noch oberhalb der Spannungen der hier durchgeführten Experimente, deutet sich tatsächlich ein schwächerer Anstieg an.

12 Allgemeine Diskussion

Es sollen noch einmal folgende Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen der Versetzungsanelastizität im niederen kHz-Gebiet betrachtet werden:

- 1) Punktfehler wirken offensichtlich nicht nur als harte Ankerpunkte, d.h. beeinflussen nicht nur die Bogenlänge L , sondern tragen auch zum Reibungsterm der Versetzungsbewegung bei.
- 2) Das gefundene Dekrement ist größer, als es bei Zugrundelegung eines im kHz- und MHz-Gebiet einheitlichen Reibungsmechanismus' sein dürfte (diese Aussage ist aus den vorliegenden Untersuchungen nicht zweifelsfrei ableitbar, sondern lehnt sich auch an andere, schon zitierte Arbeiten an).
- 3) Die Frequenzabhängigkeit des Dekrements ist wesentlich schwächer als in der Niederfrequenznäherung der GL-Theorie zu erwarten.

Alle drei Punkte haben offensichtlich mit dem Reibungsmechanismus der bewegten Versetzung zu tun und stehen deshalb in innerem Zusammenhang miteinander.

Die Diskussion soll in zwei Stufen durchgeführt werden. Zunächst bleiben die Frequenzabhängigkeit und der Vergleich mit dem MHz-Bereich unberücksichtigt, und es wird nur die Aussage 1) behandelt.

In das GL-Modell geht der Ansatz einer viskosen Versetzungsreibung ein, die Größe der Reibung und ihre physikalische Ursache spielen für die Richtigkeit der Rechenergebnisse keine Rolle. Die Annahme eines Punktfehlereinflusses auf die Versetzungsreibung überschreitet deshalb den Rahmen dieses Modells nicht, wenn man sich die dämpfenden Punktfehler entlang der Versetzung „verschmiert“ oder einigermaßen gleichmäßig verteilt vorstellt. In den vorangehenden Kapiteln sind die Meßergebnisse mit der Annahme erklärt worden, daß ankommende Punktfehler die Bogenlänge L vermindern und die Reibungskonstante B vergrößern (ob dazu verschiedene Punktfehlersorten nötig sind, bleibt ungeklärt, siehe weiter unten). Wenn sich die

Wirkungen dieser Veränderungen im Produkt $L^2_{B/C}$ gerade gegenseitig aufheben, d.h. wenn die Größe μ konstant bleibt, so nehmen Dekrement und MD gleichermaßen mit L^2 ab, und ihr Quotient bleibt unverändert. Dies gilt, wie man den Aussagen und Darstellungen in Kap. 5 entnehmen kann, nicht nur in der Niederfrequenznäherung der GL-Theorie, sondern für den ganzen Wertebereich.

Im folgenden seien einige konkrete Vorstellungen über Mechanismen der Punktfehlerreibung angeführt.

Cottrell und Jaswon /79/ betrachten eine Versetzung mit umgebender Punktfehler-("Cottrell"-)Wolke: Wenn sich die Versetzung bewegt, befindet sich die Cottrell-Wolke nicht mehr im Gleichgewichtszustand, sondern versucht ständig, eine der jeweiligen Versetzungslage entsprechende neue Gleichgewichtslage einzunehmen. Daraus resultiert eine Bewegungshemmung für die Versetzung in Form einer geschwindigkeitsproportionalen Reibungskraft.

Schoeck /80/, Schoeck und Seeger /81/, Sokolowski /82/ und Seeger /83/ behandeln einen ähnlichen Fall, nämlich eine Verteilung solcher Punktfehler um die Versetzung, die geringere Symmetrie als das Gitter besitzen. Die Autoren denken dabei konkret an Fremdatome auf bestimmten Zwischengitterplätzen (Kohlenstoff in α -Eisen) oder an Eigenzwischengitteratome in Hantel-Konfiguration. Man kann das Bild z.B. auf Doppelleerstellen oder auf Paare von Leerstellen mit substitutionellen Fremdatomen erweitern. Solche Punktfehler haben die Neigung, entgegen den thermischen Fluktuationen ihre Symmetrieachse im Spannungsfeld der Versetzung auszurichten (Bildung einer sog. Snoek-Wolke). Wie im vorher betrachteten Fall zerstört eine Bewegung der Versetzung den eingestellten Zustand und verursacht eine Neueinstellung. Dies führt wiederum zu einer reibenden Bewegungshemmung. (Die Wirkung der Snoek-Wolke auf die Versetzung besitzt auch Eigenschaften eines K - Mechanismus', siehe /29/; vergl. auch /83/, wo dieser Aspekt gemeint ist, wenn über „mechanical after-effect" gesprochen wird)

Auch Punktfehler im Versetzungskern können die Versetzungsbewegung dämpfend behindern, wenn sie von der Ver-

setzung gegen eine endliche Widerstandskraft mitbewegt werden. Lücke und Schlipf /38/ verstehen diesen Prozeß als einen Diffusionsvorgang, bei dem der Punktfehler mit der Hilfe thermischer Fluktuationen einen oder mehrere Diffusionssprünge in Richtung der Versetzungsbewegung macht. Da sich der Defekt hierbei immer im Versetzungskern aufhält, findet dieser Prozeß nach der Vorstellung der erwähnten Autoren wesentlich leichter statt als die entsprechende Punktfehlerdiffusion im Gitter.

Das Nachschleppen der Punktfehler durch die bewegte Versetzung („defect dragging“) wurde von Simpson und Sosin /47/ in großem Stil in die Anelastizitätsdiskussion eingeführt. Anlaß waren neuartige experimentelle Ergebnisse (nach Bestrahlung) dieser Autoren, die sie mit ihrem Modell erklären konnten. Zu den Vorstellungen, wie das defect dragging zustande kommt, haben Simpson und Sosin nichts wesentlich Neues beigetragen. Sie denken eher an einen nicht thermisch aktivierten Prozeß.

Obwohl Simpson und Sosin auch Modellrechnungen mit diskreten Reibungszentren durchgeführt haben (siehe weiter unten), interpretieren sie ihre Meßergebnisse der Einfachheit halber im Rahmen des GL-Formalismus (speziell in der Formulierung nach OHR) unter der Annahme, daß die dämpfenden Punktfehler über die Versetzung verschmiert sind. Ein wesentlicher Aspekt ihrer Meßergebnisse war die in manchen Bereichen gefundene Proportionalität zwischen Dekrement und Moduldefekt, die sie, ähnlich den Interpretationen der vorliegenden Arbeit, mit einer Abnahme von L und einer Zunahme von B erklären, allerdings in einem Zweikomponentenmodell.

Die Aussagen 2) und 3) vom Beginn dieses Kapitels laufen phänomenologisch auf eine Frequenzabhängigkeit der Reibungskonstanten B hinaus. Dies läßt sich nicht mehr im Rahmen der Mathematik der Koehler'schen Dgl. mit ihrer viskosen Linienreibung beschreiben, unabhängig von der Größe und der physikalischen Interpretation der Kon-

stante B . Die experimentellen Ergebnisse erfordern vielmehr eine Umformulierung des Reibungsterms in der Dgl. Dies geschieht adäquaterweise dadurch, daß man zur geschwindigkeitsproportionalen Linienreibung der Versetzung (sie muß in Hinsicht auf das MHz-Gebiet erhalten bleiben) einen weiteren Term addiert, der bei hohen Frequenzen unwirksam wird.

Ein möglicher Weg ist, physikalische Begründungen zunächst zurückzustellen und eine Mathematik zu suchen, die eine gewünschte Frequenzabhängigkeit liefert. Die Frequenzproportionalität des GL-Dekrementes in der Niederfrequenznäherung ist eine direkte Folge der Geschwindigkeitsproportionalität im Reibungsansatz. Eine Frequenzabhängigkeit in einer beliebigen anderen Potenz wird erreicht, wenn man eine Versetzungsreibung annimmt, die proportional zur entsprechenden Potenz der Geschwindigkeit ist (da die ursprüngliche Phononenreibung in der Dgl. stehenbleiben soll, kommt immer noch ein kleiner frequenzproportionaler Dekrementanteil hinzu). Ein solcher Ansatz bringt allerdings auch eine Amplitudenabhängigkeit mit sich, da die Dgl. nichtlinear wird. Dies kann man kompensieren, wenn man annimmt, daß die Reibung auch von der Auslenkung η der Versetzung abhängt. Ein amplitudenunabhängiges und zu ω^γ proportionales Dekrement wird durch den Ansatz einer Reibungskraft erreicht, die proportional zu $\eta^\gamma \cdot \eta^{1-\gamma}$ ist. Da eine solche Vorstellung, physikalisch gesehen, etwas künstlich erscheint, soll dieser Fall nicht ausführlicher behandelt werden.

Es sei an dieser Stelle die Arbeit von Naundorf und Lücke /11/ erwähnt, deren Erklärungsvorschlag für die von ihnen gefundenen Diskrepanzen zur GL-Theorie (sie entsprechen dem zu Beginn dieses Kapitels erwähnten Punkt 2) den Spezialfall $\gamma = 0$ des obigen Ansatzes darstellt.

Als zweite, physikalisch relevanter erscheinende Möglichkeit werden noch einmal die dämpfenden Punktfehler betrachtet. Um ihren Beitrag mathematisch von dem der Phononenreibung zu trennen, werden sie jetzt als diskrete Reibungszentren angesetzt. Die Dgl. der Bewegung eines

Versetzungsbogens lautet dann nach Simpson und Sosin /47/:

$$\{ B + \sum_i B_d \cdot \delta(y-y_i) \} \frac{\partial \eta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = b R \sigma \quad (12.1; \text{vgl. 5.2})$$

An den Orten y_i der weichen Ankerpunkte („dragging points“) tritt deltafunktionsartig eine geschwindigkeitsproportionale Reibungskraft auf, deren Größe durch B_d charakterisiert wird und die, über alle dragging-Punkte summiert, zur Linienreibung B hinzukommt.

Die Dgl. 12.1 ist erheblich komplizierter als die Koehler'sche, und es erscheint im Unterschied zum Fall reiner Liniendämpfung (Kap. 5) nur schwer möglich, unter realistischen Annahmen über die Versetzungs- und Punktfehlerkonfiguration strenge und physikalisch diskutierbare Lösungen zu erhalten. Simpson und Sosin haben zwar für verschiedene Spezialfälle und Näherungen Rechnungen durchgeführt und klar erkannt, daß ihr Modell eine realistischere Frequenzabhängigkeit des Niederfrequenz-Dekrements liefert als das GL-Modell, aber sie haben nicht explizit eine in Strenge gültige Frequenzformel angegeben. Dies soll jetzt für die einfachste denkbare Konfiguration nachgeholt werden.

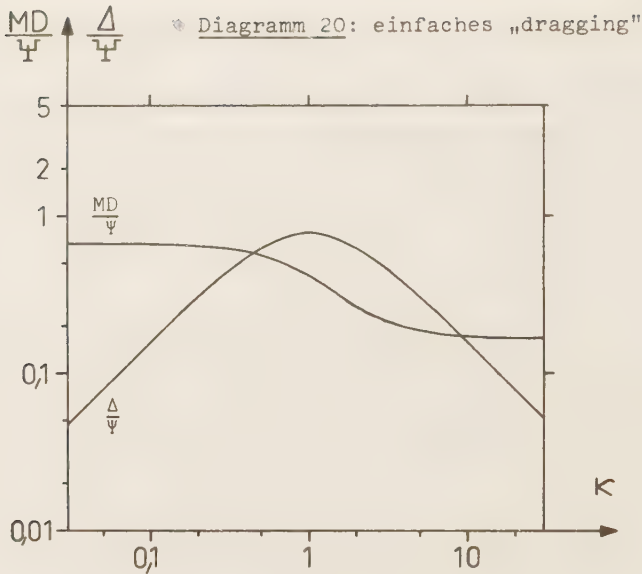
Die gewählte Anordnung: Das Versetzungsnetzwerk bestehe aus Versetzungsbögen der einheitlichen Länge $2L$ (begrenzt durch Netzwerkknoten oder harte Punktfehler), deren jeder in der Mitte, d.h. am Ort $y = L$, einen dämpfenden Punktfehler der einheitlichen Reibungsstärke B_d trägt. Die Dgl. 12.1 bekommt dann die Form:

$$\{ B + B_d \cdot \delta(y-L) \} \frac{\partial \eta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = b R \hat{\sigma} e^{i\omega t} \quad (12.2)$$

Es wird zunächst von einer Linienreibung abgesehen, d.h. $B = 0$ gesetzt. In diesem Fall ist die Lösung einfach. Man erhält:

$$MD = \frac{\Psi}{2} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{1 + \kappa^2} \right) \quad \Delta = \pi \frac{\Psi}{2} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2}$$

$$\text{mit: } \Psi = \Omega \frac{b^2 G_0}{2 C} \Lambda L^2 \quad (\text{wie in Kap.5}); \quad \kappa = \frac{L B_d \omega}{2 C}$$

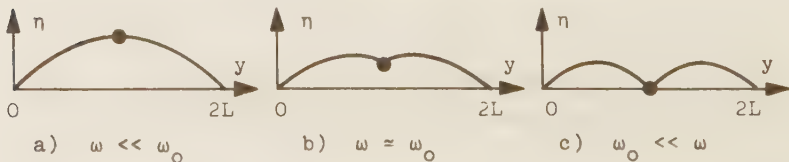


Das Ergebnis ist in Diagramm 20 gezeichnet. Es stellt eine einfache Relaxation dar. Das Verhalten des Punktfehlers ist durch eine Relaxationsfrequenz ω_0 charakterisiert, in die auch Eigenschaften des Versetzungsbogens, insbesondere seine Länge, mit eingehen:

$$\omega_0 = \frac{2 C}{L B_d} ; \quad \kappa = \frac{\omega}{\omega_0}$$

In Abhängigkeit von der Frequenz durchläuft das Dekrement (bzw. der Moduldefekt) bei $\omega = \omega_0$ ein Maximum (bzw. eine Stufe).

Man kann drei Frequenzgebiete unterscheiden:



a) die Frequenz ist klein gegenüber der Relaxationsfrequenz, b) die Frequenz liegt in der Größenordnung der Relaxationsfrequenz, c) die Frequenz ist groß gegenüber der Relaxationsfrequenz. Im Fall a) bewegt sich der

Punktfehler praktisch frei mit der Versetzung mit und liefert wegen der vergleichsweise geringen Geschwindigkeit nur ein geringfügiges Dekrement; der Moduldefekt entspricht dem der GL-Theorie in der Niederfrequenznäherung (weil wir $B = 0$ gesetzt haben) für eine Bogenlänge $2L$ (bei Deltafunktionsverteilung der Bogenlängen). Im Fall c) kann der Punktfehler der Versetzung nicht folgen, er bleibt praktisch am Ort liegen, d.h. er ist zu einem „harten“ Ankerpunkt geworden, und liefert wieder nur ein geringes Dekrement; der Moduldefekt entspricht dem der GL-Theorie in der Niederfrequenznäherung für eine Bogenlänge L , er ist also um den Faktor 4 kleiner als in a). Nur im Fall b) ergibt das Nachschleppen des Punktfehlers große Dekrementwerte; das Durchlaufen der Stufe im Moduldefekt kann man im Licht der Niederfrequenznäherung der GL-Theorie als eine Frequenzabhängigkeit der Bogenlänge interpretieren.

Wie man sieht, liefert dieses Modell unter gewissen Bedingungen auch wieder den früheren harten Ankerpunkt. Das Auftreten von „harten“ und „weichen“ Ankerpunkten erfordert also nicht unbedingt verschiedene Punktfehlertypen, sondern kann auch durch unterschiedliche Relaxationsfrequenzen ω_0 erklärt werden, die durch unterschiedliche Bogenlängen bedingt sein können.

Das hier vorgestellte Ergebnis ist nicht neu. Relaxationsformeln für das Nachschleppen von Punktfehlern durch die Versetzung sind in der Literatur an mehreren Stellen, teilweise in unterschiedlicher Formulierung, angegeben worden (siehe z.B. /38,47/).

Die mathematischen Schwierigkeiten beginnen, wenn man auch eine endliche Linienreibung B zulässt, d.h. die komplette Dgl. 12.2 zu lösen versucht. Dieser Fall ist in der Literatur noch nicht explizit durchgeführt worden. Simpson und Sosin /47/ schildern einen Lösungsweg über eine Greensche Funktion, geben das Endergebnis aber nur in einer Näherungsformel an, die B -Terme in erster Ordnung enthält. In /29/ und /56/ werden ähnliche wie die

gleich zu besprechenden Kurven in qualitativer Art gezeigt, ohne daß etwas über ihre Herkunft oder ihr Zustandekommen gesagt wird. So bleibt unklar, ob diese Kurven durch physikalische Analogieschlüsse oder, wie hier, durch eine vollständige mathematische Lösung erhalten worden sind.

Meine Durchrechnung des Problems (Lösung der kompletten Dgl. 12.2 mit Berechnung von Dekrement und Moduldefekt; dabei handelt es sich nach wie vor um die auf Seite 103 beschriebene einfachste Konfiguration) wird in Kap. 13 gezeigt. Das Ergebnis lautet:

$$MD = \Psi \cdot g_1(\mu, \alpha) \quad \Delta = \pi \Psi \cdot g_2(\mu, \alpha) \quad (12.3)$$

$$\text{mit: } \mu = \frac{L^2 B \omega}{2 C} \quad (\text{wie in Kap. 5}); \quad \alpha = \frac{\mu}{\kappa} = \frac{L B}{B_d}$$

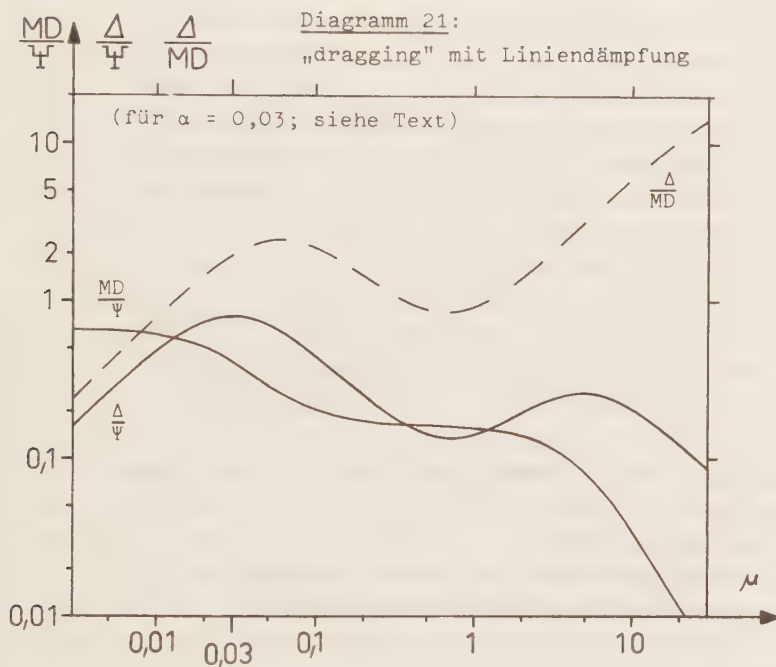
$$g_1(\mu, \alpha) = \frac{1}{\sqrt{\mu}^3} \frac{V}{U} \quad g_2(\mu, \alpha) = \frac{1}{\sqrt{\mu}^3} \frac{W}{U}$$

$$U = (ch2\sqrt{\mu} - \cos2\sqrt{\mu}) + 2 \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} (sh2\sqrt{\mu} - \sin2\sqrt{\mu}) \\ + 2 \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} \right)^2 (ch2\sqrt{\mu} + \cos2\sqrt{\mu})$$

$$V = 2 (ch\sqrt{\mu} - \cos\sqrt{\mu})(sh\sqrt{\mu} - \sin\sqrt{\mu}) \\ + 2 \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} (sh\sqrt{\mu} - \sin\sqrt{\mu})^2 + \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} \right)^2 (sh2\sqrt{\mu} - \sin2\sqrt{\mu})$$

$$W = 2 (ch\sqrt{\mu} - \cos\sqrt{\mu}) \{ \sqrt{\mu}(ch\sqrt{\mu} + \cos\sqrt{\mu}) - (sh\sqrt{\mu} + \sin\sqrt{\mu}) \} \\ + 2 \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} \{ \sqrt{\mu}(sh2\sqrt{\mu} - \sin2\sqrt{\mu}) - (ch2\sqrt{\mu} + \cos2\sqrt{\mu}) + 2ch\sqrt{\mu}\cos\sqrt{\mu} \} \\ + \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} \right)^2 \{ 2\sqrt{\mu}(ch2\sqrt{\mu} + \cos2\sqrt{\mu}) - (sh2\sqrt{\mu} + \sin2\sqrt{\mu}) \}$$

Diesen analytischen Formeln kann man die physikalischen Konsequenzen erst nach praktischer Ausrechnung entnehmen. Die Größen Δ/Ψ , MD/Ψ , Δ/MD sind in Diagramm 21 als Funktion von μ aufgetragen, wobei für α ein bestimmter Zahlenwert, nämlich 0,03, angenommen wurde. Die dimensionslose Größe α drückt im wesentlichen das Verhältnis der beiden Reibungskonstanten aus. Sie beeinflusst die gegenseitige Lage der Relaxationsfrequenz ω_0 des „weichen“ Ankerpunktes



einerseits und derjenigen Frequenz, bei der das GL-Dekrement der Versetzungsbögen bei reiner Liniendämpfung sein Maximum hat, andererseits. Die Annahme eines Zahlenwertes $\alpha \ll 1$ bedeutet physikalisch, daß ω_0 weit auf der Niederfrequenzseite der GL-Theorie liegt.

In Diagramm 21 erscheinen im Dekrement zwei Maxima. Wenn man die erhaltenen Kurven mit den früher angegebenen der GL-Theorie (Diagramm 2, Delta funktionsverteilung der Bogenlängen) und den eben diskutierten der reinen Punktdämpfung (Diagramm 20) vergleicht, erkennt man: Im Gebiet des Niederfrequenzmaximums sind die anelastischen Größen identisch mit denen aus dem weichen Ankerpunkt resultierenden, d.h. das System verhält sich so, als gäbe es keine Linienreibung. Im Bereich des Hochfrequenzmaximums sind die anelastischen Größen identisch mit denen der GL-Theorie für eine Bogenlänge L , d.h. der Punktfehler ist zu

einem harten Ankerpunkt geworden. Näherungsweise kann man von zwei GL-Maxima sprechen: Das bei hohen Frequenzen wird durch die Linienreibung B verursacht, das bei niedrigen Frequenzen geht auf die Punktfehlerreibung zurück.

Für andere α -Werte verändern sich die Lösungskurven dahingehend, daß mit steigendem α die beiden Dekrementsmaxima zusammenrücken, und für $\alpha \gtrsim 3$ gibt es dann nur noch ein Maximum im Dekrement, die anelastischen Größen entsprechen dann nämlich in ihrem Gesamtverlauf der GL-Theorie für eine Bogenlänge $2L$. Anders ausgedrückt: Wird der „weiche“ Ankerpunkt erst in oder jenseits des GL-Maximums „hart“, dann beeinflusst er die Anelastizität praktisch nicht.

Das Modell der Überlagerung der viskosen Linienreibung mit diskreten Reibungszentren liefert also im Prinzip die geforderten Eigenschaften:

Im Hochfrequenzbereich, d.h. in der Nähe oder jenseits des GL-Maximums, tritt keine Änderung gegenüber der GL-Theorie ein: Ankerpunkte sind dort entweder hart oder nicht vorhanden.

Das Niederfrequenzdekrement kann erheblich größer sein, als es der Extrapolation vom MHz-Gebiet her mithilfe der GL-Theorie entspricht.

Es treten Bereiche schwacher Frequenzabhängigkeit des Dekrements und geringfügiger Abnahme des Moduldefektes mit steigender Frequenz auf.

Die Größe Δ/MD in Abhängigkeit von μ ist jetzt nicht mehr monoton, so daß mit ihr nicht mehr festliegt, in welchem Bereich des Diagramms man sich im Experiment befindet. Im Niederfrequenzgebiet treten erheblich größere Δ/MD -Werte auf als in der ursprünglichen GL-Theorie.

Die hier durchgerechnete Konfiguration stellt nur eine sehr grobe Näherung an eine reale Defektstruktur dar. In Wirklichkeit muß man erwarten:

Größere und schwankende Anzahl von dämpfenden Punktfehlern pro Versetzungsbogen, unterschiedliche Orte der Punktfehler auf den Versetzungsbögen, eventuell verschie-

dene Punktfehlerarten, d.h. unterschiedliche Dämpfungs-konstanten B_d , eine Bogenlängenverteilung endlicher Breite.

In einem solchen Bild kommt es dann sicher zu einer „Verschmierung“ der Dämpfungsmaxima, d.h. zu geringeren Frequenzabhängigkeiten als in Diagramm 21.

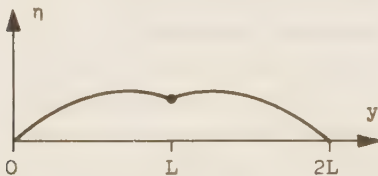
Erst bei vollständiger Durchrechnung des Modells in realistischen Konfigurationen ließe sich ermitteln, ob diese Vorstellung die Experimente vollständig erklären kann und auf welche Eigenschaften der Defektstruktur bestimmte experimentelle Einzelheiten zurückzuführen sind. Offene Fragen sind z.B. noch, ob das Verhalten beim Hinzutreten weiterer Punktfehler, das im Rahmen der GL-Theorie mit Variation von L und B erklärt wurde, auf verschiedene Punktfehler zurückgeht, und unter welchen Umständen eine unterschiedliche Frequenzabhängigkeit des Moduldefektes bei gleichbleibender Frequenzabhängigkeit des Dekrementes (wie beim Vergleich der verschiedenen Kupfersorten gefunden) möglich ist.

13 Anhang: Berechnung der Ausdrücke 12.3

Annahmen: Im Kristall existieren Versetzungsbögen, die durch folgende einheitliche Parameter charakterisiert sind: Betrag b des Burgersvektors; Konstante B der Linienreibung; Linienspannung C ; Länge $2L$; jeweils in der Mitte, d.h. am Ort $y=L$, ein dämpfender Punktfehler der Reibungsstärke B_d . Es wirke eine Normalspannung σ in Stabachsenrichtung. Die resultierende Versetzungsauslenkung $\eta = \eta(y,t)$ in der jeweiligen Gleitebene werde beschrieben durch die Dgl.:

$$\{ B + B_d \cdot \delta(y-L) \} \frac{\partial \eta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = b R_j \sigma \quad (13.1; \hat{=} 12.2)$$

R_j = Schmidfaktor des Gleitsystems, dem die betrachtete Versetzung angehört. Die Gleichung 13.1 stellt eine Näherung für kleine Auslenkungen dar, wie übrigens auch die Koehler'sche Saitengleichung in Kap. 5.



Wir legen den Koordinatenursprung in das linke Ende des Versetzungsbogens. Der Definitionsbereich ist $0 \leq y \leq 2L$. Die Randbedingungen lauten:

$$\eta(0,t) = \eta(2L,t) = 0 \quad \text{für alle Zeiten } t.$$

Für eine zeitperiodische Spannung $\sigma = \hat{\sigma} e^{i\omega t}$ machen wir den Lösungsansatz (Produktansatz):

$$\eta(y,t) = b R_j \hat{\eta}(y) e^{i\omega t} \quad (13.2)$$

wobei zur späteren Vereinfachung gleich b und R_j herausgezogen worden sind (damit sind dann allerdings η und $\hat{\eta}$ dimensionsmäßig unterschiedlich).

Die Auslenkung η besitzt eine Phasenverzögerung gegenüber σ , und wir setzen an: $\hat{\eta}(y) = \hat{\eta}_1(y) - i \hat{\eta}_2(y)$

mit rein reellen Funktionen $\hat{\eta}_1(y)$ und $\hat{\eta}_2(y)$.

Für die aus der Versetzungsbewegung resultierende Abgleitung a kommt es auf die von der Versetzung überstrichene Fläche an (Abgleitung = Scherung im Gleitsystem), und zwar gilt für die Versetzungen eines Gleitsystems j :

$$a_j(t) = N_j b \int_0^{2L} \eta(y,t) dy$$

wenn N_j die Zahl der Versetzungsbögen des Gleitsystems j pro Volumeneinheit ist: $N_j = \frac{\Lambda_j}{2L}$ (Λ_j = Versetzungsdichte, d.h. Gesamt-Versetzungslänge pro Volumeneinheit, im Gleitsystem j).

Die Abgleitungen führen zu einer anelastischen Längsdehnung in Stabachsenrichtung:

$$\epsilon_{anel} = \sum_j R_j a_j$$

Damit ist unter Zusammenfassung der bisherigen Formeln:

$$\epsilon_{anel} = \frac{b}{2L} \sum_j R_j \Lambda_j \int_0^{2L} n(y,t) dy =: (\hat{\epsilon}_{anel1} - i \hat{\epsilon}_{anel2}) e^{i\omega t}$$

Daraus folgt:

$$\hat{\epsilon}_{anel1,2} = \left(\sum_j \Lambda_j R_j^2 \right) \frac{b^2}{2L} \int_0^{2L} \hat{n}_{1,2}(y) dy$$

Nach Kap. 4 ist:

$$MD = \frac{\hat{\epsilon}_{anel1}}{\hat{\epsilon}_{el}} = E_{el} \frac{\hat{\epsilon}_{anel1}}{\hat{\sigma}}$$

$$\Delta = \pi \frac{\hat{\epsilon}_{anel2}}{\hat{\epsilon}_{el}} = \pi E_{el} \frac{\hat{\epsilon}_{anel2}}{\hat{\sigma}}$$

Damit ist nun das Endergebnis:

$$MD = \left(\sum_j \Lambda_j R_j^2 \right) \frac{b^2 E_{el}}{2L \hat{\sigma}} \int_0^{2L} \hat{n}_1(y) dy = \Omega \frac{b^2 G_o \Lambda}{2L \hat{\sigma}} \int_0^{2L} \hat{n}_1(y) dy \quad (13.3)$$

$$\text{entsprechend:} \quad \Delta = \pi \Omega \frac{b^2 G_o \Lambda}{2L \hat{\sigma}} \int_0^{2L} \hat{n}_2(y) dy$$

$$\text{mit:} \quad \Omega = \frac{E_{el}}{G_o} \sum_j \frac{\Lambda_j}{\Lambda} R_j^2 \quad \Lambda = \sum_j \Lambda_j$$

Es bleiben noch die Funktionen $\hat{n}_{1,2}(y)$ zu berechnen:

Einsetzung des Ansatzes 13.2 in 13.1 liefert die Dgl.:

$$i \omega \{ B + B_d \cdot \delta(y-L) \} \hat{n}(y) - C \frac{d^2 \hat{n}(y)}{dy^2} = \hat{\sigma}$$

Trennung in Real- und Imaginärteil ergibt:

$$\begin{aligned} \{ B + B_d \cdot \delta(y-L) \} \omega \hat{n}_2(y) - C \frac{d^2 \hat{n}_1(y)}{dy^2} &= \hat{\sigma} \\ \{ B + B_d \cdot \delta(y-L) \} \omega \hat{n}_1(y) + C \frac{d^2 \hat{n}_2(y)}{dy^2} &= 0 \end{aligned} \quad (13.4)$$

Das Problem ist von seiner physikalischen Konstellation her symmetrisch zum Ort $y=L$. Wir nehmen deshalb an, daß

auch die Lösungsfunktionen diese Symmetrieeigenschaft besitzen (siehe den Schluß dieses Kap.), daß also gilt:

$$\hat{\eta}_{1,2}(y) = \hat{\eta}_{1,2}(2L - y) \quad \text{für alle } y \text{ im Definitionsbereich.}$$

$$\text{Dann ist: } \int_0^{2L} \hat{\eta}_{1,2}(y) dy = 2 \int_0^L \hat{\eta}_{1,2}(y) dy \quad (13.5)$$

Wir beschränken jetzt die Betrachtung auf das Gebiet $0 \leq y < L$. Die Deltafunktion $\delta(y-L)$ ist in diesem Bereich gleich null, der Term mit B_d verschwindet deshalb aus den Differentialgleichungen. Dafür spielen die Eigenschaften des „dragging“-Punktes jetzt in den Randbedingungen des Problems eine Rolle (siehe weiter unten), denn der Ort $y=L$ ist zu einem Randpunkt geworden.

Die Differentialgleichungen 13.4 lauten nach Wegfall der B_d -Terme und nach einer Umformung zur Trennung von $\hat{\eta}_1$ und $\hat{\eta}_2$:

$$\frac{d^4 \hat{\eta}_1(y)}{dy^4} + \left(\frac{B \omega}{C}\right)^2 \hat{\eta}_1(y) = 0 \quad (13.6)$$

$$\hat{\eta}_2(y) = \frac{C}{B \omega} \frac{d^2 \hat{\eta}_1(y)}{dy^2} + \frac{\hat{\sigma}}{B \omega} \quad (13.7)$$

$$\text{Wir setzen: } \theta = \sqrt{\frac{B\omega}{2C}}$$

Die allgemeine Lösung der Dgl. 13.6 lautet:

$$\hat{\eta}_1(y) = A_1 \cosh \theta y \cos \theta y + A_2 \cosh \theta y \sin \theta y + A_3 \sinh \theta y \cos \theta y + A_4 \sinh \theta y \sin \theta y$$

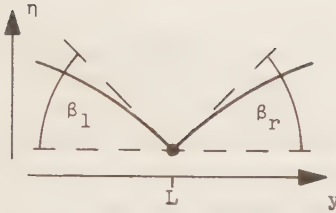
Mit 13.7 folgt dann:

$$\begin{aligned} \hat{\eta}_2(y) = & A_4 \cosh \theta y \cos \theta y - A_3 \cosh \theta y \sin \theta y + A_2 \sinh \theta y \cos \theta y \\ & - A_1 \sinh \theta y \sin \theta y + \frac{\hat{\sigma}}{B \omega} \end{aligned}$$

Die vier zunächst freien Parameter A_n werden durch vier Randbedingungen festgelegt:

$$\text{An der Stelle } y=0 \text{ gilt: } \hat{\eta}_1(0) = 0 \quad ; \quad \hat{\eta}_2(0) = 0$$

Um die Randbedingungen an der Stelle $y=L$ formulieren zu können, betrachten wir die am „dragging“-Punkt angreifenden Kräfte: Die Reibungskraft $B_d \frac{\partial \eta}{\partial t}$ steht im Gleichgewicht mit der Resultierenden der beiden Kräfte, die die beiden Teile der Versetzung über ihre Linienspannung C auf den Punktfehler ausüben. Bei Beachtung der Symmetrie ($\beta_1 = \beta_r$; Definition der β siehe nachfolgende Skizze) bedeutet dies:



$$B_d \frac{\partial \eta}{\partial t} = 2 C \sin \beta_1$$

Für kleine β ist:

$$\sin \beta_1 \approx \tan \beta_1 = - \left. \frac{\partial \eta}{\partial y} \right|_{y=L_1}$$

Mit $y=L_1$ ist, wie auch im

folgenden, der linksseitige Grenzwert gemeint.

Damit lauten die restlichen Randbedingungen:

$$\hat{\eta}_1(L) = \left. \frac{2 C}{B_d \omega} \frac{d \hat{\eta}_2}{d y} \right|_{y=L_1}$$

$$\hat{\eta}_2(L) = - \left. \frac{2 C}{B_d \omega} \frac{d \hat{\eta}_1}{d y} \right|_{y=L_1}$$

(Diese Bedingungen sind hier physikalisch begründet worden. Man kann sie unter Beachtung der Symmetrieannahme auch rein mathematisch aus den Dgln. 13.4 herleiten.)

Die vier Randbedingungen führen nun zu folgenden Aussagen über die A_n :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0 & A_4 &= - \frac{\hat{\sigma}}{B \omega} \\ A_2 &= \frac{K_1 K_3 + K_2 K_4}{K_1^2 + K_2^2} \cdot \frac{\hat{\sigma}}{B \omega} & A_3 &= \frac{K_1 K_4 - K_2 K_3}{K_1^2 + K_2^2} \cdot \frac{\hat{\sigma}}{B \omega} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } K_1 &= \text{sh} \sqrt{\mu} \cos \sqrt{\mu} + \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} (\text{ch} \sqrt{\mu} \cos \sqrt{\mu} + \text{sh} \sqrt{\mu} \sin \sqrt{\mu}) \\ K_2 &= \text{ch} \sqrt{\mu} \sin \sqrt{\mu} - \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} (\text{ch} \sqrt{\mu} \cos \sqrt{\mu} - \text{sh} \sqrt{\mu} \sin \sqrt{\mu}) \\ K_3 &= \text{ch} \sqrt{\mu} \cos \sqrt{\mu} - 1 + \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} (\text{ch} \sqrt{\mu} \sin \sqrt{\mu} + \text{sh} \sqrt{\mu} \cos \sqrt{\mu}) \\ K_4 &= \text{sh} \sqrt{\mu} \sin \sqrt{\mu} + \frac{\alpha}{\sqrt{\mu}} (\text{ch} \sqrt{\mu} \sin \sqrt{\mu} - \text{sh} \sqrt{\mu} \cos \sqrt{\mu}) \end{aligned}$$

$$\text{Dabei ist: } \sqrt{\mu} = \theta L = \sqrt{\frac{L^2 B \omega}{2 C}} \quad \alpha = \frac{L B}{B_d}$$

Damit sind die gesuchten Funktionen $\hat{\eta}_{1,2}(y)$ ermittelt. Die Integration $\int_0^L \hat{\eta}_{1,2}(y) dy$ liefert dann nach endlicher Rechnung über die Formeln 13.3 unter Beachtung von 13.5 das Ergebnis 12.3.

PS 1: Man kann durch eine längere Rechnung die Richtigkeit der Symmetrieannahme zeigen. Dazu muß man die Differentialgleichungen in beiden y -Bereichen lösen, wobei man zweck-

mäßigerweise den y -Nullpunkt an den Ort des „dragging“-Punktes legt. Dies soll hier nicht mehr ausgeführt werden.

PS 2: In Kap. 4, 5, 12 und 13 wurde von Spannungen und von elastischen und anelastischen Dehnungen gesprochen, ohne darauf einzugehen, daß diese Größen nicht überall im Stab gleich sind, sondern je nach Stabschwingung eine bestimmte örtliche Verteilung aufweisen (siehe Kap. 3). Das genaue gedankliche Vorgehen ist: Man betrachtet ein Volumenelement im Stab, welches so klein ist, daß in ihm Spannung und Dehnung praktisch keine örtliche Schwankung mehr aufweisen. Unter σ und ϵ sind dann die lokale Spannung und Dehnung am Ort dieses Elementes zu verstehen. Die Größen MD und Δ sind nun zunächst Eigenschaften des Stabelementes. Wenn sie, wie in dem hier betrachteten Fall der linearen Anelastizität, nicht von der Spannungs- und Dehnungsamplitude abhängen, kommt es auf deren örtliche Verteilung im Stab nicht an, und MD und Δ werden zu Eigenschaften des gesamten Stabes.

Etwas anderes ist natürlich die Frage, ob die Versetzungsparameter, die MD und Δ beeinflussen, im Stab homogen sind. Bei örtlichen Schwankungen z.B. der Versetzungsdichte wird man i.a. experimentelle Unterschiede zwischen den einzelnen Schwingungsmoden erwarten. Dies wurde schon in den entsprechenden Kapiteln diskutiert.

14 Zusammenfassung

Es wurden nach der Resonanzstabmethode bei Frequenzen im niederen Kilohertzbereich Messungen des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung mechanischer Schwingungen an plastisch verformten Kupfer-Einkristallen bei Zimmertemperatur durchgeführt. Dabei wurden folgende Parameter variiert: Reinheit des Materials, Kristallorientierung, Stärke der plastischen Verformung, Schwingungsfrequenz (durch Verwendung verschiedener Biege- und Dehnungsschwingungsmoden). Außerdem wurden die Proben Temperungsbehandlungen unterworfen. Die Messungen beschränkten sich auf den amplitudenunabhängigen Bereich bei sehr kleinen Schwingungsamplituden (Kleinheit der erreichten Dehnungsamplituden: einige 10^{-9}).

Bei den vorliegenden experimentellen Bedingungen gehen Dämpfung (logarithmisches Dekrement) und Moduldefekt (Beitrag der Gitterfehler zum reziproken Modul) auf mikroskopische Versetzungsbewegungen zurück. Ziel der Arbeit war das Studium der Einzelheiten dieser Versetzungsdynamik, insbesondere des Einflusses von Punktfehlern, und die Untersuchung der Frage, ob die experimentellen Erscheinungen in diesem Frequenzgebiet im Rahmen des einfachen Saitenmodells der Versetzungen nach Koehler, Granato und Lücke verstanden werden können.

Die hauptsächlichlichen Meßergebnisse:

- Dekrement und Moduldefekt erfahren durch die plastische Verformung starke Änderungen, die bei einer Analyse mit dem Saitenmodell auf eine mit der Spannung der plastischen Verformung monoton zunehmende Versetzungsdichte zurückgeführt werden können. Unterschiede in der Kristallorientierung spielen nach Korrektur der Meßgrößen mit dem Granato-Lücke-Orientierungsfaktor keine Rolle.
- Dekrement und Moduldefekt sind nur sehr schwach frequenzabhängig. Hinsichtlich des Dekrementes steht dies im Widerspruch zum Saitenmodell in seiner ursprünglichen Form. Die Frequenzabhängigkeit der beiden Größen wird durch leichte Temperung geringfügig, aber klar erkennbar geändert.

- Bei Temperungen tritt in Dekrement und Moduldefekt im Bereich der sog. Stufe IV Erholung ein. Dies wird in der üblichen Weise als Versetzungsverankerung durch Punktfehler gedeutet.

Die Einzelheiten des Erholungsverlaufes und die bei der Verformungsabhängigkeit beobachteten Unterschiede zwischen den Materialien verschiedenen Reinheitsgrades lassen sich mit dem Saitenmodell nur verstehen, wenn man annimmt, daß Punktfehler die Versetzungsbewegung auch in viskoser, energieverzehrender Weise hemmen („weiche“ Verankerung) und nicht nur durch totale Bewegungsblockierung („harte“ Verankerung), wie meistens vorausgesetzt wird. Es wird gezeigt, daß die weiche Verankerung (das Nachschleppen der Punktfehler durch die bewegte Versetzung) grundsätzlich auch die Abweichung des beobachteten Frequenzverhaltens von der Aussage des ursprünglichen Saitenmodells erklären kann.

Es wurde erstmals beobachtet, daß Dekrement und Moduldefekt (in bestimmten Materialzuständen) in systematischer Weise von den Lagerungsbedingungen der Probe bei der Messung abhängen. Dies wird gedeutet als Einfluß der Spannungen, die mit der Durchbiegung der Probe unter dem eigenen Gewicht verbunden sind, auf die Defektstruktur.

15 Literatur

- /1/ T. A. Read; Phys. Rev. 58, 371 (1940)
- /2/ J. S. Koehler; in:
Imperfections in Nearly Perfect Crystals (Hrsg. W. Shockley), p. 197, Wiley, New York (1952)
- /3/ A. Granato, K. Lücke; J. Appl. Phys. 27, 583 (1956)
- /4/ D. Lübbbers; Diplomarbeit, Univ. München (1970)
- /5/ K. Beißner; Diplomarbeit, Univ. München (1971)
- /6/ K. Beißner, E. Biller, D. Lübbbers;
Scripta Met. 7, 529 (1973)
- /7/ K. Beißner, E. Biller; Scripta Met. 7, 535 (1973)
- /8/ R. Helow; Diplomarbeit, Univ. München (1969)
- /9/ E. Biller, R. Helow; Z. Physik 224, 102 (1969)
- /10/ H. Kopf; Diplomarbeit, Univ. München (1970)
- /11/ V. Naundorf, K. Lücke; in:
Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in
Crystalline Solids (Hrsg. D. Lenz, K. Lücke),
Band 2, p. 281, Springer, Berlin (1975)
V. Naundorf; Dissertation, Aachen (1974)
- /12/ C. R. Heiple, H. K. Birnbaum;
J. Appl. Phys. 38, 3294 (1967)
- /13/ Kohlrausch, Praktische Physik (Hrsg. G. Lautz, R. Taubert), Band 1, 22. Aufl., Teubner,
Stuttgart (1968) (insbes. Kap. 2.7.1.)
- /14/ R. M. Davies;
Phil. Mag. 16, 97 (1933), 25, 364 (1938)
- /15/ E. Giebe, E. Blechschmidt;
Ann. Phys. 18, 417, 457 (1933)
- /16/ I. Szabó; Einführung in die Technische Mechanik,
6. Aufl., Springer, Berlin (1963)
- /17/ F. Pfeiffer; in:
Handbuch der Physik (Hrsg. H. Geiger, K. Scheel),
Band VI, Kap. 4, Springer, Berlin (1928)
- /18/ E. Goens; Ann. Phys. 11, 649 (1931)
- /19/ W. Voigt; Lehrbuch der Kristallphysik, Reproduktion, Teubner, Stuttgart (1966)

- /20/ C. Zener; Elasticity and Anelasticity of Metals,
3. Aufl., University Press, Chicago (1956)
- /21/ Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus
Naturwissenschaften und Technik, Neue Serie (Hrsg.
K.-H. Hellwege), Gruppe III, Band 2, Springer,
Berlin (1969) (insbes. p. 3)
- /22/ E. Goens; Ann. Phys. 15, 455, 902 (1932)
- /23/ W. F. Brown, Jr.; Phys. Rev. 58, 998 (1940)
- /24/ J. Weertman; J. Appl. Phys. 26, 202 (1955)
- /25/ O. S. Oen, D. K. Holmes, M. T. Robinson;
U. S. AEC Report ORNL - 3017, p. 3 (1960)
- /26/ V. K. Paré, H. D. Guberman;
J. Appl. Phys. 44, 32 (1973)
- /27/ A. V. Granato, K. Lücke; in:
Physical Acoustics (Hrsg. W. P. Mason), Band IV,
Teil A, p. 225, Academic Press, New York (1966)
- /28/ R. E. Green, Jr., T. Hinton;
Trans. AIME 236, 435 (1966)
- /29/ D. Lenz, K. Lücke; in:
Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in
Crystalline Solids (Hrsg. D. Lenz, K. Lücke),
Band 2, p. 48, Springer, Berlin (1975)
- /30/ R. M. Stern, A. V. Granato; Acta Met. 10, 358 (1962)
- /31/ F. Prinz, G. Schoeck, H. O. K. Kirchner;
Verhandl. DPG 12, 248 (1977)
- /32/ H. Ino, T. Sugeno; Acta Met. 15, 1197 (1967)
- /33/ H. Inagaki, F. Hultgren, K. Lücke;
Acta Met. 18, 713 (1970)
- /34/ P. Winterhager, K. Lücke;
J. Appl. Phys. 44, 4855 (1973)
- /35/ K. F. Sahm; Dissertation, Stuttgart (1971)
- /36/ D. O. Thompson, V. K. Paré, F. W. Young, Jr.;
U. S. AEC Report ORNL - 3017, p. 40 (1960)
- /37/ G. Leibfried; Z. Physik 127, 344 (1950)
- /38/ K. Lücke, J. Schlipf; in: The Interactions between
Dislocations and Point Defects (Hrsg. B. L. Eyre),
Band 1, p. 118, AERE-Report 5944, Harwell (1968)
- /39/ G. Knoll; Diplomarbeit, Univ. München (1973)

- /40/ R. Berner, H. Kronmüller; in: Moderne Probleme
der Metallphysik (Hrsg. A. Seeger), Band 1, p. 35,
Springer, Berlin (1965) (insbes. p. 45 - 47)
- /41/ J. Diehl; Z. Metallkde. 47, 331 (1956)
- /42/ A. Seeger; in:
Handbuch der Physik (Hrsg. S. Flügge), Band VII/2,
p. 1, Springer, Berlin (1958) (insbes. p. 40)
W. Schüle, O. Buck, E. Köster;
Z. Metallkde. 53, 172 (1962)
- /43/ W. Köster, K. Rosenthal; Z. Metallkde. 30, 345 (1938)
W. Köster; Z. Metallkde. 32, 282 (1940)
A. Zetzsche; in: Reinstoffe in Wissenschaft und
Technik (Hrsg. E. Rexer et al.), p. 267,
Akademie-Verlag, Berlin (1963)
- /44/ U. Essmann; phys. stat. sol. 12, 707, 723 (1965)
17, 725 (1966)
- /45/ G. van Drunen, S. Saimoto; Acta Met. 19, 213 (1971)
- /46/ D. O. Thompson, D. K. Holmes;
J. Appl. Phys. 27, 713 (1956)
- /47/ H. M. Simpson, A. Sosin; Phys. Rev. B 5, 1382 (1972)
H. M. Simpson, A. Sosin, D. F. Johnson;
Phys. Rev. B 5, 1393 (1972)
- /48/ D. Lenz, B. Edenhofer, K. Lücke;
Scripta Met. 5, 387 (1971)
A. Ostermann, D. Lenz, K. Lücke;
J. de Physique 32 C 2, 149 (1971)
- /49/ G. S. Baker; J. Appl. Phys. 28, 734 (1957)
- /50/ G. Alefeld; J. Appl. Phys. 36, 2633, 2642 (1965)
- /51/ D. Keefer, A. Sosin; Acta Met. 12, 1041 (1964)
H. M. Simpson, S. J. Kerkhoff;
Radiation Effects 27, 191, 199 (1976)
- /52/ Vacancies and Interstitials in Metals (Hrsg. A.
Seeger et al.), North-Holland, Amsterdam (1970)
(insbes. p. 975)
- /53/ F. Ramsteiner, W. Schüle, A. Seeger;
phys. stat. sol. 7, 937 (1964)
F. Ramsteiner, G. Lampert, A. Seeger, W. Schüle;
phys. stat. sol. 8, 863 (1965)
H. I. Dawson; Acta Met. 13, 453 (1965) →

Fortsetzung /53/

- F. Lihl, H. Wildhack; Z. Metallkde. 62, 143 (1971)
A. Seeger; in: Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals (Hrsg. M. T. Robinson, F. W. Young, Jr.), Band 1, p. 493, Proc. Int. Conf. Gatlinburg Tenn., Conf - 751006 - P1, U. S. ERDA (1975)
- /54/ A. Sosin, L. L. Bienvenue;
J. Appl. Phys. 31, 249 (1960)
- /55/ J. W. Corbett; Solid State Physics (Hrsg. F. Seitz, D. Turnbull), Suppl. 7, Academic Press, New York (1966)
W. Schilling, K. Sonnenberg;
J. Phys. F: Metal Phys. 3, 322 (1973)
W. Schilling, P. Ehrhart, K. Sonnenberg; in: Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals (Hrsg. M. T. Robinson, F. W. Young, Jr.), Band 1, p. 470, Proc. Int. Conf. Gatlinburg Tenn., Conf - 751006 - P1, U. S. ERDA (1975)
R. R. Bourassa, B. Lengeler;
J. Phys. F: Metal Phys. 6, 1405 (1976)
- /56/ A. V. Granato; in: Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals (Hrsg. M. T. Robinson, F. W. Young, Jr.), Band 2, p. 932, Proc. Int. Conf. Gatlinburg Tenn., Conf - 751006 - P2, U. S. ERDA (1975)
- /57/ T. J. Queen; Phil. Mag. 16, 297 (1967)
P. Winterhager, K. Lücke; in: The Interactions between Dislocations and Point Defects (Hrsg. B. L. Eyre), Band 1, p. 214, AERE-Report 5944, Harwell (1968)
- /58/ V. Naundorf, G. Roth, K. Lücke;
Crystal Lattice Defects 2, 205 (1971)
- /59/ D. Lenz; kurze Diskussionsbemerkung;
J. de Physique 32 C 2, 161 (1971)
- /60/ D. O. Thompson, O. Buck, R. S. Barnes,
H. B. Huntington; J. Appl. Phys. 38, 3051 (1967)
- /61/ G. Fantozzi, J. Calvet, P. Gobin;
J. Inst. Metals 95, 169 (1967)
- /62/ A. Granato, K. Lücke; J. Appl. Phys. 28, 635 (1957)
- /63/ S. Takahashi; J. Phys. Soc. Japan 11, 1253 (1956)
- /64/ R. den Buurman, D. Weiner; Scripta Met. 5, 753 (1971)
- /65/ J. Wilks; Phil. Mag. 4, 1379 (1959)
- /66/ E. G. Henneke II, R. E. Green, Jr.;
Trans. AIME 242, 1071 (1968)

- /67/ W. Cloos, D. Lenz, K. Lücke;
Kurzreferat auf der DPG-Frühjahrstagung, Freuden-
stadt (1976) (Verhandl. DPG 11, 658 (1976))
- /68/ J. Weertman, J. S. Koehler;
J. Appl. Phys. 24, 624 (1953)
- /69/ R. R. Hasiguti, T. Hirai;
J. Appl. Phys. 22, 1084 (1951)
- /70/ D. Weiner, A. van den Beukel, P. Penning;
Acta Met. 23, 783 (1975)
- /71/ A. van den Beukel, C. Brouwer;
Phil. Mag. 17, 453 (1968)
- /72/a) J. E. Bailey; Phil. Mag. 8, 223 (1963)
b) U. Essmann, M. Rapp, M. Wilkens;
Acta Met. 16, 1275 (1968)
c) M. R. Staker, D. L. Holt; Acta Met. 20, 569 (1972)
- /73/ J. D. Livingston; Acta Met. 10, 229 (1962)
- /74/ Z. S. Basinski, S. J. Basinski;
Phil. Mag. 9, 51 (1964)
- /75/ J. W. Edington; Phil. Mag. 19, 1189 (1969)
- /76/a) E. Göttler; Phil. Mag. 28, 1057 (1973)
b) P. Ambrosi, E. Göttler, C. Schwink;
Scripta Met. 8, 1093 (1974)
- /77/ J. A. Venables; Phil. Mag. 7, 1969 (1962)
- /78/ H. Mughrabi; Phil. Mag. 23, 869, 897, 931 (1971)
- /79/ A. H. Cottrell, M. A. Jaswon;
Proc. Roy. Soc. London A 199, 104 (1949)
- /80/ G. Schoeck; Phys. Rev. 102, 1458 (1956)
- /81/ G. Schoeck, A. Seeger; Acta Met. 7, 469 (1959)
- /82/ G. Sokolowski; Dissertation, Aachen (1973)
- /83/ A. Seeger; in: Internal Friction and Ultrasonic
Attenuation in Crystalline Solids (Hrsg. D. Lenz,
K. Lücke), Band 2, p. 232, Springer, Berlin (1975)
- /84/ J. Bäumlner; Staatsexamensarbeit, Univ. München (1977)
- /85/ J. Diehl, R. Berner; Z. Metallkde. 51, 522 (1960)
E. Macherauch, P. Mayr, O. Vöhringer;
phys. stat. sol. 5, K 73 (1964)

/86/ J. W. Steeds;

Proc. Roy. Soc. London A 292, 343 (1966)

Ich gedenke meines verehrten und geschätzten
Kollegen Hermann Kopf, der durch einen tragischen
Unfall ums Leben kam.

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen spreche ich meinen
Dank aus für die Aufnahme in sein Institut und für
seine Förderung.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. E. Biller für
die Anregung zu dieser Arbeit, für die vielen
wertvollen Diskussionen und für seinen großen
Einsatz und seine Unterstützung.

Ich bin vielen Herren aus dem Kreis der Ange-
hörigen der Sektion Physik, insbesondere aus der
Werkstatt, für gute Zusammenarbeit, Hilfsbereit-
schaft und fördernde Diskussionen und Ratschläge
zu Dank verpflichtet.

Großer Dank gebührt der Deutschen Forschungs-
gemeinschaft für ihre finanzielle Unterstützung.

Lebenslauf

persönliche

Daten Klaus Beißner, Diplom-Physiker
geb. am 10.2.1944 in Thorn (Westpreußen)
Eltern: Wilhelm Beißner
 Maria Beißner, geb. Ruhnke
deutscher Staatsangehöriger

Schule ab 1950 Grundschule in Bückeburg und
Wiedensahl, Gymnasium in Stadthagen und
Großburgwedel, dort Abitur am 1.3.63
(alle Orte in Niedersachsen)

Studium ab 1963 Studium der Physik an der Techni-
schen Hochschule Hannover (dort Vordiplom
am 9.11.66) und an der Universität München,
dort Diplomarbeit in Experimentalphysik am
Lehrstuhl Prof. Rollwagen in der Arbeits-
gruppe Dr. Biller über Anelastizitäts-
Untersuchungen an Kupfer-Polykristallen,
Diplomprüfung am 16.2.72

Beruf seit April 1972 - mit einer Unterbrechung
von drei Monaten - in folgenden Stellungen
an der Sektion Physik der Universität
München: wiss. Hilfskraft, wiss. Mitarbei-
ter, Verwalter der Dienstgeschäfte eines
wiss. Assistenten, wiss. Angestellter. Die
Tätigkeiten umfaßten wissenschaftliche For-
schung und Betreuung von Lehrveranstaltungen.

Während der Zeit an der Universität München
wurde die vorgelegte Dissertation unter der
Leitung von Herrn Dr. E. Biller angefertigt.

